



# Étude de la réponse dosimétrique du Nitrure de Gallium (GaN) : modélisation, simulation et caractérisation pour la radiothérapie

Ruoxi Wang

## ► To cite this version:

Ruoxi Wang. Étude de la réponse dosimétrique du Nitrure de Gallium (GaN) : modélisation, simulation et caractérisation pour la radiothérapie. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2015. Français. NNT : 2015LYO10068 . tel-01197263

**HAL Id: tel-01197263**

**<https://theses.hal.science/tel-01197263>**

Submitted on 11 Sep 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Claude Bernard



Lyon 1

UNIVERSITÉ DE LYON



## THÈSE DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

Délivrée par

L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1

ÉCOLE DOCTORALE

ÉLECTRONIQUE-ÉLECTROTECHNIQUE-AUTOMATIQUE

DIPLOME DE DOCTORAT

soutenue publiquement le 27 mai 2015 par

**Ruoxi WANG**

Titre

# Étude de la réponse dosimétrique du Nitrure de Gallium (GaN) : modélisation, simulation et caractérisation pour la radiothérapie

---

Jury :

**M. BALOSSO JACQUES**

Professeur à l'Université Joseph Fourier Grenoble 1 / *Président*

**Mme PREZADO YOLANDA**

CR CNRS / *Rapporteuse*

**M. HÉRAULT JOËL**

HDR Centre Antoine-Lacassagne / *Rapporteur*

**M. AHNESJÖ ANDERS**

Professeur à l'Université d'Uppsala / *Examineur*

**M. LU GUO-NENG**

Professeur à l'Université Claude Bernard Lyon 1 / *Directeur de thèse*

**M. PITTET PATRICK**

Ingenieur de Recherche à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon /  
*Co-directeur de thèse*

## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier tous les membres du jury de leur intérêt dans mes travaux de thèse. Un grand merci à Monsieur Jacques Balosso pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury. Je le remercie aussi de ses conseils et de ses remarques au cours de mes travaux de thèse. Je tiens ensuite à exprimer ma gratitude à Monsieur Joël Herault et Mme Yolanda Prezado de la lecture de mon manuscrit et de leurs remarques précieux. Mes remerciements vont à Monsieur Anders Ahnesjö pour avoir accepté d'être membre de ce jury. Je le remercie aussi de son aide et de ses remarques pertinentes pour l'amélioration de la qualité de mes travaux. Après avoir travaillé avec lui pendant plusieurs mois, Je pourrai dire que Monsieur Ahnesjö n'est pas seulement un grand physicien, mais aussi une personne très agréable en dehors du laboratoire. Je tiens à remercier Monsieur Guo-Neng Lu, mon directeur de thèse, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et pour avoir suivi mes travaux pendant 3 ans. Il a su me conseiller non seulement au sujet de la direction de recherche, mais aussi au sujet de la rédaction des articles. Merci Guo-Neng ! Finalement, ma gratitude va à Monsieur Patrick Pittet, mon encadrant de thèse. Sans lui, rien de tout n'aurait été possible. Son encouragement m'a poussé à réaliser ce que je pensais impossible à ce moment-là, et sa vision sur le projet m'a guidé à la sortie de la frustration. J'ai beaucoup apprécié le travail de ces plusieurs années avec lui et son éthique de travail restera toujours un modèle pour moi.

Mes remerciements vont également aux personnes différentes participant au projet DORGAN. Je tiens à remercier Monsieur Jean-Marc Galvan pour avoir fabriqué les sondes GaN et avoir répondu avec plaisir mes questions. Je voudrais aussi remercier Monsieur Loys Gindraux, qui m'a fait profiter de ses riches expériences en dosimétrie et de ses conseils précieux au cours de mes travaux de thèse. Je tiens ensuite à remercier Monsieur Patrice Jalade et Monsieur Jean-Yves Giraud pour m'avoir accueilli au service de radiothérapie pour réaliser des mesures. Un grand merci à Julien Ribouton, Pierrick Guiral et Abdulhamid Chaikh pour les longues nuits de mesures que nous avons réalisé dans le service. Je tiens à remercier tous les physiciens médicaux de Lyon et de Grenoble pour leur accueil et leur disponibilité.

Je tiens à exprimer mes remerciements à mes collègues de l'Institut de Nanotechnologies de Lyon, avec qui j'ai partagé des pauses de café et des discussions diverses. Je voudrais aussi remercier les secrétaires du laboratoire, Jihane, Flora

et Laura, de leur soutien pendant ces trois ans. Un grand merci à Jérôme et Stéfan pour les nombreux fantômes usinés. Je n'oublierai pas mes amis qui font leur thèse ou Post-doc au laboratoire. Merci notamment à Xichen de son amitié et des bons moments dans le bureau. Je tiens à remercier Kevin, Rabah, Amine, Aurore, Lionel, Imène, Guillaume et Guillaume, pour les discussions et les soirées avec eux pendant ces trois ans.

J'apprécie beaucoup les aides du Centre de Calcul IN2P3 pour les simulations effectuées. Un grand merci à Pascal Calvat et Yonny Cardenas pour leur réponse et la formation concernant l'utilisation de la grille de calcul.

Je tiens à remercier l'Agence Nationale de Recherche pour avoir financé mes études durant ces années de thèse.

Pour terminer, je remercie mes proches qui m'ont soutenu pendant les moments difficiles. Mes reconnaissances vont à mes parents de leur écoute et de leur soutien à mes études. A la fin, je lance un grand merci à Meizi (Prune), qui m'a toujours écouté et soutenu dans la vie. Je la dois des vacances à Monte Carlo !





# Table des matières

Table des matières	1
Introduction	5
1 Etat de l'art	9
1.1 Introduction . . . . .	9
1.2 Contexte applicatif - La radiothérapie . . . . .	9
1.2.1 Equipement de radiothérapie conventionnelle - LINAC . .	10
1.2.2 Techniques avancées de radiothérapies . . . . .	13
1.2.2.1 Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité . . . . .	13
1.2.2.2 Radiochirurgie stéréotaxiques . . . . .	14
1.2.2.3 Tomothérapie . . . . .	15
1.2.2.4 Curiethérapie . . . . .	16
1.3 Instrumentation pour la dosimétrie patient . . . . .	17
1.3.1 Principes de la dosimétrie . . . . .	18
1.3.1.1 Définitions des quantités dosimétriques . . . . .	18
1.3.1.2 Théorie des cavités . . . . .	19
1.3.2 Défis dosimétriques en radiothérapie externe et en curiethé- rapie . . . . .	24
1.3.2.1 En radiothérapie externe . . . . .	24
1.3.2.2 En curiethérapie HDR . . . . .	27
1.3.3 Dosimètres en radiothérapie . . . . .	30
1.3.3.1 Chambre d'ionisation . . . . .	31
1.3.3.2 Dosimètres semiconducteur . . . . .	33
1.3.3.3 Dosimétrie par conversion radioluminescente . . .	35
1.3.3.4 Fibre scintillante . . . . .	39

1.3.3.5	Films et gels dosimétriques . . . . .	40
1.4	Etat de l'art : Technologie SECURIDOSE . . . . .	40
1.4.1	Positionnement de la transduction par radioluminescence du GaN par rapport aux autres technologies . . . . .	42
1.4.1.1	Contribution de la fibre . . . . .	44
1.4.1.2	Système dosimétrique basé sur la radiolumines- cence du GaN . . . . .	46
1.4.2	Simulations Monte Carlo pour le transport des particules . . . . .	48
1.4.2.1	Principe des simulations Monte Carlo . . . . .	48
1.4.3	PENELOPE . . . . .	49
1.5	Conclusion du chapitre . . . . .	50
2	Modélisation de la réponse des transducteurs GaN en radiothérapie externe	53
2.1	Introduction . . . . .	53
2.2	Modélisation empirique basée sur la séparation des contributions primaire et diffusée . . . . .	55
2.2.1	Facteur de diffusé et facteur de réponse . . . . .	55
2.2.2	Caractérisation expérimentale du facteur de réponse du GaN	58
2.2.3	Modèle empirique du facteur de réponse du GaN . . . . .	60
2.2.4	Validation du modèle empirique . . . . .	61
2.2.5	Application du modèle empirique sur d'autres formes de champ . . . . .	63
2.2.6	Discussions sur le modèle empirique du facteur de réponse du GaN . . . . .	65
2.3	Modélisation de la réponse du GaN à partir des spectres locaux d'irradiation . . . . .	67
2.3.1	Calcul du spectre local d'irradiation par convolution . . . . .	67
2.3.2	Calcul de la dose dans le dosimètre GaN à partir du spectre local d'irradiation . . . . .	69
2.3.3	Calcul du facteur $K(E)$ pour le GaN . . . . .	72
2.3.4	Choix de l'énergie de partitionnement $E_A$ et de l'énergie de coupure $\Delta$ dans le modèle pour le transducteur GaN . . . . .	73
2.3.5	Configuration de mesure pour la validation expérimentale du modèle . . . . .	76
2.4	Résultats . . . . .	77
2.4.1	Facteur $\kappa(E)$ . . . . .	77

2.4.1.1	Détermination de l'énergie de partitionnement $E_A$	80
2.4.2	Comparaison des facteurs de réponse calculés et mesurés	84
2.5	Conclusion du chapitre	87
3	Compenstation de la sur-réponse du GaN par une approche "bi-média"	89
3.1	Introduction	89
3.2	Etude d'un système dosimétrique bi-média Si/GaN	92
3.3	Etude d'un système dosimétrique bi-média par simulation Monte Carlo	98
3.3.1	Intérêt de l'échantillonnage corrélé pour la simulation Monte Carlo en dosimétrie bi-média	98
3.3.2	Mise en œuvre et validation de l'échantillonnage corrélé dans le code PENELOPE	100
3.3.2.1	Modalités de mise en œuvre de l'échantillonnage corrélé	100
3.3.2.2	Calcul de l'incertitude sur un rapport de doses	103
3.3.2.3	Validation de la mise en œuvre et de l'apport de l'échantillonnage corrélé	104
3.3.2.4	Utilisation du code PENEASY modifié pour simuler le concept bi-média	108
3.4	Discussion	114
3.5	Conclusion du chapitre	116
4	Application pour la dosimétrie en curiethérapie HDR	119
4.1	Introduction	119
4.2	Instrumentation	122
4.3	Etude de caractérisation du transducteur GaN en curiethérapie HDR	123
4.3.1	Dépendance au débit de dose	123
4.3.2	Luminescences résultant de l'irradiation de la fibre optique	126
4.3.3	Dépendance angulaire	127
4.3.4	Dépendance de la réponse du GaN en fonction de la température du cristal	129
4.3.5	Dépendance de la réponse dosimétrique en fonction du spectre local d'énergie	132
4.3.6	Utilisation du formalisme TG-43 avec le fantôme de PMMA instrumenté	137

4.4	Méthodes de détection temps réel de la position de la source HDR	138
4.4.1	Principe général . . . . .	139
4.4.2	Localisation de source avec deux sondes pour une source d'activité connue . . . . .	140
4.4.3	Localisation de source avec deux sondes pour une source d'activité inconnue . . . . .	141
4.4.4	Analyse de l'erreur sur la position estimée . . . . .	143
4.5	Mesures de la position et du temps de pause de la source sur des protocoles de curiethérapie HDR . . . . .	145
4.5.1	Mesure de la position de la source . . . . .	146
4.5.2	Mesure du temps de pause par position . . . . .	147
4.6	Conclusion du chapitre . . . . .	148
	Conclusion	151
	Annexe A	155
	Annexe B	157
	Annexe C	161
	Bibliographie	163
	Table des figures	189

# Introduction

Le cancer reste un problème majeur de santé publique. On a recensé en 2012, en France, 148000 décès suite à des cancers et on a répertorié 355000 nouveaux cas. Sur la période 1980-2012, le taux d'incidence a augmenté de 29% en raison notamment de l'augmentation de l'exposition de la population à des facteurs de risque mais aussi du fait du vieillissement de la population [1].

La radiothérapie est une méthode de traitement des cancers, qui utilise les rayonnements ionisants pour détruire les cellules cancéreuses et pour bloquer leur prolifération. Elle constitue avec la chirurgie et la chimiothérapie, l'un des principaux modes de traitement du cancer. En 2010, parmi les 906735 patients pris en charge pour des cancers, 19,2% ont été traités par radiothérapie [2]. Quel que soit la technique de radiothérapie utilisée, l'objectif est de délivrer une dose d'irradiation précise et localisée pour traiter les cellules cancéreuses tout en épargnant le plus possible les tissus sains et les organes à risques avoisinants.

On distingue deux types de radiothérapies, la radiothérapie externe délivrée principalement par des accélérateurs linéaires (faisceaux de photons et d'électrons) et la curiethérapie.

En radiothérapie externe, l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN) a imposé de mettre en place des mesures dosimétriques *in vivo* afin de détecter des erreurs systématiques ou aléatoires de traitement [3]. A ce jour, la précision de la dose délivrée repose 1) sur des procédures régulières de contrôle et d'assurance qualité des équipements, 2) sur des mesures de dosimétrie *in vivo* (dose d'entrée et de sortie, ou dosimétrie de transit) et 3) sur le contrôle de la fluence réalisées au niveau de la tête de l'accélérateur avec une chambre d'ionisation moniteur. La vérification s'effectue par comparaison entre la dose planifiée (calculée) et la dose mesurée à la position du dosimètre, ce qui permet de valider indirectement la dose délivrée au volume cible. Cependant, cette vérification n'est pas complètement indépendante de la modélisation du traitement et certaines erreurs ne sont pas

détectables.

Comme le souligne l'ASN [4], les techniques de radiothérapie ne cessent d'évoluer comme l'illustre la figure 1, grâce au développement de la robotique, de l'informatique, et de l'imagerie.

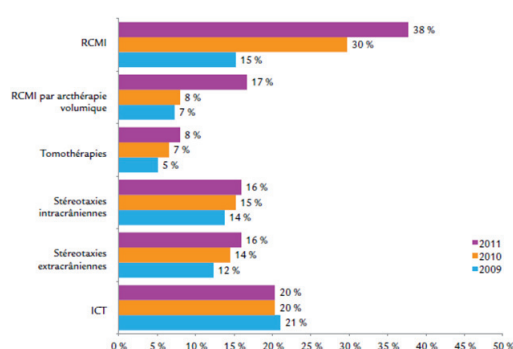


FIGURE 1 – Evolution des différentes techniques de radiothérapies externes (proportion de centres mettant en œuvre chaque technique) [5].

Ces nouvelles techniques, telles que la radiothérapie robotisée (CyberKnife), la tomothérapie, l'arcthérapie posent des défis dosimétriques auxquels les dosimètres actuels ne répondent pas totalement.

Par ailleurs, le domaine de la curiethérapie évolue également rapidement comme cela est illustré sur la figure 2.

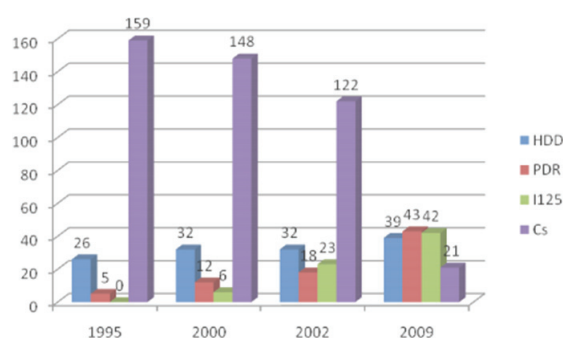


FIGURE 2 – Evolution des équipements dans les centres pratiquant la curiethérapie (HDD : Haut Débit de dose ; PDR : débit de dose pulsé ou Pulse Dose Rate)[6].

Ainsi, il est fait de plus en plus usage, dans le cadre des procédures à Haut Débit de Dose (HDD ou HDR), de projecteurs de sources d'iridium 192 ou de

cobalt 60 miniaturisées de forte activité pour optimiser la répartition de la dose en pondérant le temps d'arrêt de la source à des positions prédéfinies le long des vecteurs de traitement [6]. Si cette approche permet d'améliorer l'efficacité de traitement, elle introduit de nouveaux risques liés aux erreurs sur le positionnement et le temps d'arrêt de ces sources de fortes activités introduites dans le patient. A ce jour, il n'existe pas de dosimétrie *in vivo* utilisée en curiethérapie bien que les risques d'accident soient bien réels comme mentionné par l'ASN [6].

L'INL et le CHU de Grenoble ont proposé en 2007 d'utiliser la radioluminescence du Nitrure de Gallium (GaN) comme mode de transduction dosimétrique [7]. Ces études ont conduit à des dépôts de brevet [8] et à transfert technologique vers la société Dosilab. Il s'agit d'une technologie dosimétrie originale qui peut présenter un certain nombre d'intérêts pour l'assurance qualité et la dosimétrie *in vivo* en radiothérapie externe et en curiethérapie. En particulier, la grande sensibilité de transduction du GaN permet de miniaturiser le volume du détecteur et ainsi de proposer une solution de dosimétrie ponctuelle et temps réel. Par contre, le cristal GaN n'est pas équivalent au tissu en termes de réponse dosimétrique et sa réponse doit être corrigée pour estimer la dose au tissu. La dosimétrie par radioluminescence du GaN a été initialement étudiée dans le cadre d'un programme ANR émergence (2007-2010) et d'un travail de thèse soutenu en décembre 2009 au CHU de Grenoble [9].

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de ces travaux et dans le cadre d'un nouveau projet ANR DoRGaN (2012-2016) mené en partenariat avec le service de radiothérapie du CHU de Grenoble, avec le service de physique médicale des Hospices Civils de Lyon et avec la société Dosilab. L'un des verrous adressés dans ce travail est la non équivalence de la réponse du GaN par rapport à celle des tissus, avec pour objectif de proposer des modèles et méthodes adaptées pour compenser cette différence de réponse. Un autre axe de recherche a porté sur la conception de systèmes d'assurance qualité pour la curiethérapie HDR basés sur la radioluminescence du GaN.

Pour présenter ce travail et les résultats associés, ce manuscrit est organisé en quatre chapitres. Le chapitre 1 décrit succinctement les techniques de radiothérapie externe et met en évidence les défis dosimétriques posés par les nouvelles techniques d'irradiation. Ce chapitre dresse également l'état de l'art des principales technologies utilisées pour la dosimétrie en radiothérapie, y compris la dosimétrie basée sur le GaN. Un rapide bilan permet de positionner cette dernière par rapport aux technologies conventionnelles. La curiethérapie et les défis



dosimétriques associés sont également présentés dans ce chapitre. Enfin, ce chapitre se termine sur une rapide présentation du code de simulation Monte Carlo (MC) “PENELOPE” qui a été utilisé et modifié dans le cadre de ce travail.

Dans le chapitre 2, deux approches ont été étudiées pour modéliser la réponse du GaN par rapport à celle de l’eau en radiothérapie externe. La première approche permet de proposer un modèle empirique qui décrit la réponse du GaN en fonction des conditions d’irradiation. La deuxième approche s’appuie sur un modèle de dose basé sur la théorie de la cavité modifiée. Ces deux approches ont été validées par des mesures réalisées sur des installations cliniques.

Dans le chapitre 3, un concept original de mesures différentielles avec deux dosimètres état solide proposé pour les radiothérapies dynamiques est présenté. Avec cette approche, la connaissance préalable des conditions d’irradiation n’est plus nécessaire. La validation de ce concept est décrite et s’appuie sur le modèle de calcul de dose présenté dans le chapitre 2 et sur des simulations MC.

Le chapitre 4 est consacré au développement d’un prototype de système de contrôle qualité basé sur le GaN pour la curiethérapie HDR. Les travaux de conception de ce système et les premiers résultats de validation sur des installations cliniques sont présentés dans ce chapitre.

# Chapitre 1

## Etat de l’art

### 1.1 Introduction

L’objet de ce chapitre est de présenter d’une part le contexte applicatif et d’autre part l’état de l’art des différentes problématiques associées à mon travail de thèse. Ainsi, nous allons passer en revue rapidement les modalités de radiothérapie interne (curiethérapie) et externe. Ces modalités sont en constantes évolutions et font émerger de nouveaux défis en termes d’assurance qualité et de dosimétrie.

Après un rappel des principales grandeurs dosimétriques, nous présenterons les principales technologies mises en œuvre pour l’instrumentation en dosimétrie médicale. Cela permettra d’introduire plus en détail la technologie SECURIDOSE basée sur la radioluminescence du nitrure de gallium (GaN) et de positionner cette technologie par rapport aux autres technologies.

Nous présenterons ensuite les outils de Monte Carlo utilisés pour simuler le transport des particules et plus particulièrement le code PENELOPE que nous avons utilisé et fait évoluer dans le cadre de ce travail de thèse.

### 1.2 Contexte applicatif - La radiothérapie

La radiothérapie est un traitement qui s’appuie sur l’exposition des cellules malignes à des rayonnements ionisants pour arrêter leur prolifération et tuer ces cellules cancéreuses. L’origine de la radiothérapie remonte à la découverte des rayons X, quand Wilhelm Röntgen a observé des brûlures cutanées après l’ex-

position de la peau à ces rayonnements ionisants. De nos jours, la radiothérapie constitue une modalité majeure de traitement du cancer, puisque près de 174000 patients ont été traités par radiothérapie en France en 2010, modalité utilisée seule ou associée à d'autres traitements [5]. Elle concerne  $\sim 60\%$  des cas de cancer diagnostiqués en France. Il existe de nombreuses modalités de radiothérapie qui diffèrent par le type de rayonnement ionisant utilisé et le mode de délivrance du faisceau d'irradiation. La source de rayonnement peut être un isotope radioactif, comme c'est le cas en curiethérapie et pour le Gamma Knife, ou des faisceaux issus d'accélérateurs linéaires. Les particules utilisées sont principalement des électrons et des photons (avec une énergie de centaine de keV jusqu'à quelques dizaine de MeV). Néanmoins de nouveaux traitements s'appuient sur d'autres particules tel que les protons, les ions lourds et les neutrons [10]. Dans cette partie, nous présenterons brièvement les principaux équipements de radiothérapie externe conventionnelle. Nous introduirons ensuite plusieurs techniques avancées telles que la Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité (RCMI), la radiochirurgie stéréotaxique et la curiethérapie.

### 1.2.1 Équipement de radiothérapie conventionnelle - LINAC

La radiothérapie conventionnelle représente 88% des traitements de radiothérapie en France sur l'année 2010 [2]. En radiothérapie externe, le faisceau de traitement résulte de l'accélération de particules chargées. Les tubes à rayon X ont été utilisés pour les premiers essais de traitement externe. Ils ont été remplacés progressivement par des accélérateurs linéaires ("Linear Accelerator", LINAC) qui permettent d'accélérer les particules à de plus haute énergie. De nos jours, le LINAC est le principal équipement utilisé pour les traitements avec des électrons ou des photons de quelques MeV à quelques dizaines de MeV [11].

La figure 1.1 illustre schématiquement la structure d'un LINAC. Dans un LINAC, des électrons sont créés dans un canon à électrons par effet thermoïonique dans la cathode, (comme c'est le cas aussi pour un tube à rayon X). Les électrons sont ensuite accélérés dans une cavité sous vide sous l'effet d'un champ électrique synchronisé sur une radiofréquence. Le champ électrique dans la cavité sous vide, est obtenu par une source de micro-ondes telle que le magnétron ou le klystron et permet que les électrons soient toujours en phase d'accélération dans la cavité. A la sortie de la cavité sous vide, la dimension et la direction du faisceau d'électrons

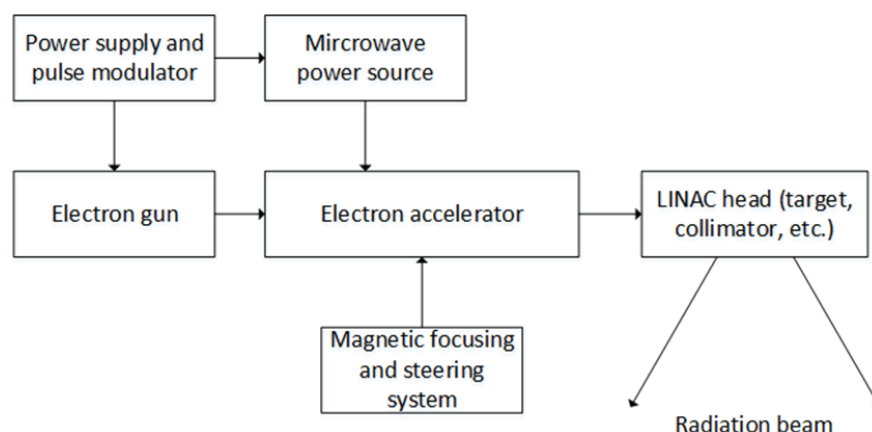


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un LINAC pour la génération d'un faisceau de radiothérapie externe (électrons, photons) [10]

sont modifiés par un système magnétique.

Le système magnétique délivre un faisceau étroit d'électrons qui n'est pas utilisable en l'état pour le traitement. Afin de générer un faisceau utile pour le traitement, le faisceau peut être soit diffusé en un large faisceau d'électrons ou soit envoyé sur une cible en matériaux lourds (Cu, W, etc.), pour être converti en photons par rayonnement de freinage. Le faisceau de photons ou d'électrons ainsi produit possède certaines propriétés intéressantes, parmi lesquelles :

- Une bonne homogénéité dans le champ d'irradiation planifié. Le champ d'irradiation, peut varier d'une surface inférieure au centimètre carré jusqu'à des tailles de champs de  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  en faisceau de photons et de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  en faisceau d'électrons.
- Une pénombre limitée (faible dose d'irradiation en dehors du champ).

Pour la production de faisceaux d'électrons, un système de feuilles de diffusion est utilisé dans les LINAC commerciaux. Il s'agit de deux feuilles minces de métal qui se positionnent en lieu et place de la cible utilisée pour la production des photons. L'épaisseur des feuilles résulte d'un compromis entre une épaisseur suffisamment importante pour produire assez de diffusion des électrons et une épaisseur suffisamment faible pour minimiser la perte d'énergie des électrons. Il est à noter que le faisceau d'électrons ainsi diffusé n'est plus quasi mono-énergétique mais possède un spectre énergétique continu comme cela est illustré sur la figure 1.2.

Dans le cas de la production de faisceau de photons, la distribution géo-

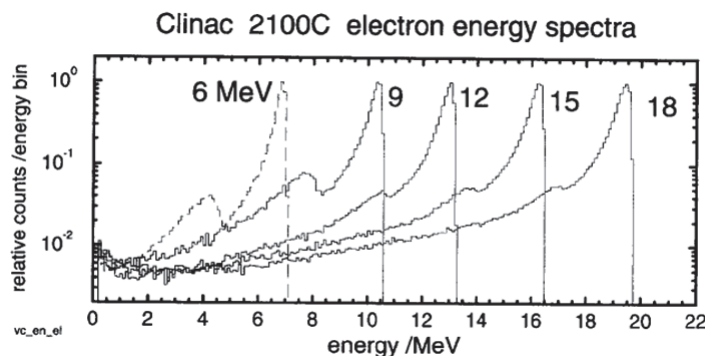


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d’un LINAC pour la génération d’un faisceau de radiothérapie [10]

métrique des photons créés par le rayonnement de freinage est une Gaussienne centrée sur la direction des électrons incidents. Pour cette raison, il est nécessaire d’insérer un cône égalisateur (“flattening filter”) dans le faisceau afin d’homogénéiser la fluence comme cela apparaît sur la figure 1.3.

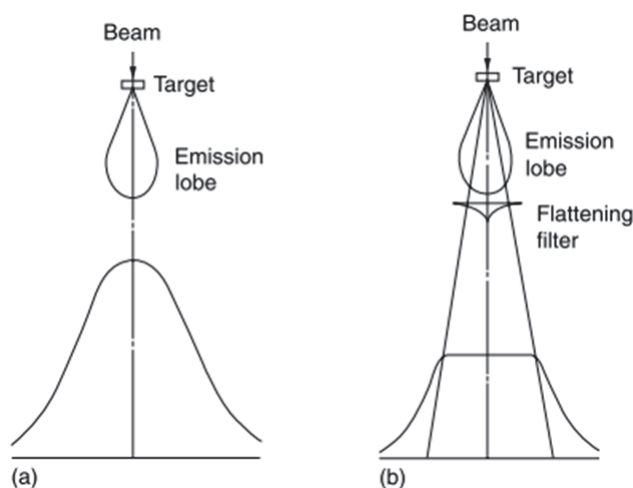


FIGURE 1.3 – distribution de photon (a) sans égalisateur et (b) avec l’égalisateur [10]

Le faisceau est ensuite collimaté pour pouvoir localiser l’irradiation sur des zones à traiter. Pour former un champ rectangulaire, il passe à travers deux séries de mâchoires. Un autre composant important dans la tête des LINAC est la chambre d’ionisation moniteur (souvent désignée par chambre moniteur), comme

cela apparaît sur la figure 1.4. Elle permet :

- de contrôler la dose délivrée (pour un arrêt automatique de l'irradiation lorsque la dose planifiée est atteinte)
- d'asservir le débit de dose avec rétroaction sur les impulsions Klystron ou Magnétron.
- de vérifier l'homogénéité du faisceau délivré.

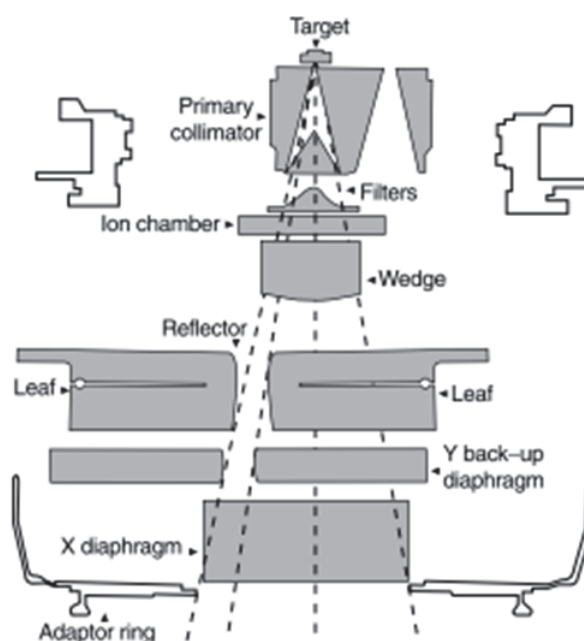


FIGURE 1.4 – Structure d'une tête de LINAC Elekta [10]

La chambre moniteur donne une lecture proportionnelle à la dose sans influence de mâchoires et coins égalisateurs. Par conséquent, cette lecture qui correspond à la charge détectée par la chambre s'exprime en unités de moniteur (UM) et non en Gray.

## 1.2.2 Techniques avancées de radiothérapies

### 1.2.2.1 Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité

La RCMi est considérée comme une avancée majeure en radiothérapie [12]. Le principe de la RCMi est assez simple : il s'agit de faire varier l'intensité du

faisceau incident afin d’atteindre le meilleur accord (conformité) entre les distributions spatiales de doses délivrée et prescrite, afin d’épargner les organes à risque [13]. La modulation d’intensité est un terme générique qui couvre notamment la tomothérapie et la radiochirurgie stéréotaxique présentées dans les deux sections suivantes. La RCMI nécessite de définir le profil d’intensité du faisceau incident sur les 360° de rotation de la tête du LINAC qui correspond à la distribution de dose souhaitée dans le corps du patient [14]. Cette technique a bénéficié des avancées nombreuses sur les techniques de reconstruction d’images scanner ont été adaptées pour améliorer les performances de cette planification [15, 16, 17].

Au niveau technologique, la modulation d’intensité est obtenue par un collimateur multi-lames (MLC), constitué d’une centaine de “feuilles” de tungstène, qui peuvent être translatées les unes par rapport aux autres pour générer de nombreuses formes d’ouverture de champ [18]. Les progrès réalisés sur les MLC ont permis de diminuer significativement les temps de traitement qui, au départ, pouvaient atteindre quelques heures [19], contre à peine quelques dizaines de minutes de nos jours.

### 1.2.2.2 Radiochirurgie stéréotaxiques

La radiochirurgie stéréotaxique (“Stereotactic Radiosurgery”, SRS) est une modalité de traitement utilisée en neurochirurgie oncologique. Introduite par Leksell pour traiter des malformations vasculaires crâniennes [20], elle a donné lieu à de nombreux travaux scientifiques et médicaux et on dispose aujourd’hui d’une littérature importante qui montre son efficacité dans le traitement des tumeurs cérébrales [21, 22, 23]. L’irradiation peut être obtenue soit à partir du  $^{60}\text{Co}$  (cas du Gamma Knife présenté sur la figure 1.5) ou d’un LINAC stéréotaxique. Ce type de modalité délivre une dose importante par séance de traitement afin de réduire le nombre de séances, traitement que l’on qualifie d’hypofractionné. De plus, les traitements SRS exigent une excellente conformité de la distribution de dose afin de délivrer une dose suffisante à la cible tout en limitant la dose aux organes à risque et tissus sains avoisinant. Vu la taille des tumeurs cérébrales, les champs d’irradiation utilisés en SRS sont très petits. Cela impose des contraintes de positionnement du faisceau par rapport à la tumeur encore plus drastique qu’en radiothérapie conventionnelle. C’est pourquoi on utilise des systèmes de repérage géométrique très précis comme des cadres rigides stéréotaxiques fixés sur le crâne du patient, associés à des examens d’imagerie tridimensionnelle mul-

timodaux (IRM, scanner, etc).



FIGURE 1.5 – Unité de  $^{60}\text{Co}$  Gamma Knife pour la radiochirurgie, l'hémisphère interne en tungstène contient 201 sources de  $^{60}\text{Co}$  dont les directions de faisceaux s'orientent vers le centre de sphère avec l'aide de collimateur de tungstène [10]

### 1.2.2.3 Tomothérapie

La tomothérapie représente une technique stéréotaxique différente qui n'utilise pas de MLC. Au lieu de délivrer une distribution d'intensité modulée spatialement, on utilise un faisceau 1D collimaté par une ouverture fine comme représenté sur la figure 1.6. La tête du faisceau est déplacée soit en mode “step and shoot”, soit en mode continu en suivant une trajectoire hélicoïdale.

En mode “step and shoot”, la cible est irradiée tranche par tranche [24]. Afin de traiter l'ensemble de la cible, la table du patient avance pas à pas. En mode continu, la table est translatée en continu lentement à travers le faisceau tournant, ce qui forme un mouvement hélicoïdale par rapport au référentiel du patient [25]. La figure 1.6 présente une coupe axiale d'une machine de tomothérapie, où la tête du LINAC est installée dans un support circulaire. Des imageurs en face de la tête du LINAC permettent non seulement de reconstruire l'image tomographique du patient, mais aussi de contrôler la dose délivrée [26].



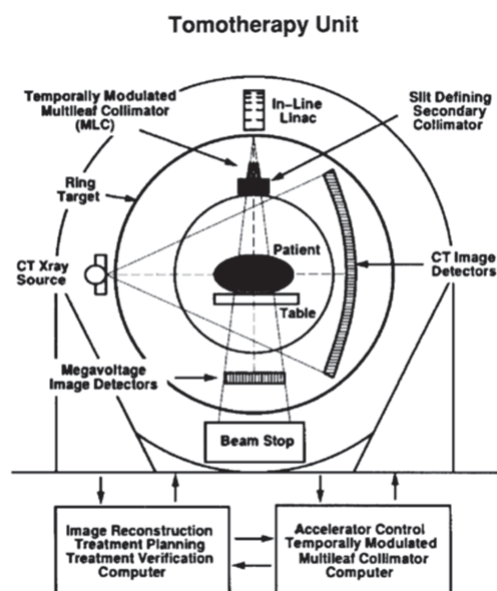


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'une unité de tomothérapie hélicoïdale [27].

#### 1.2.2.4 Curiethérapie

La curiethérapie, dont le nom est lié aux découvreurs de Radium, consiste à irradier une tumeur avec des sources radioactives placées à courte distance de celle-ci (au contact du tissu ou dans celui-ci). Historiquement, la curiethérapie a été développée pour traiter des tumeurs à forte profondeur là où la radiothérapie externe est inadaptée. La décroissance rapide de la dose en périphérie permet d'épargner les organes sensibles aux irradiations. En fonction de la localisation tumorale, la curiethérapie peut utiliser des sources positionnées dans des cavités naturelles (intracavitaire), ou directement dans le tissu (interstitielle), ou encore des sources enfermées dans un moule placé au contact de la tumeur (cutanée). En fonction du débit de dose, on distingue trois modalités de curiethérapie : le bas débit de dose (Low Dose Rate, LDR); le haut débit de dose (High Dose Rate, HDR); le débit de dose pulsé (Pulsed Dose Rate, PDR). Bien que les résultats cliniques soient assez similaires pour des traitements LDR et HDR [28], les curiethérapies HDR et PDR se développent alors que le LDR recule, avec pour principale motivation la réduction de la durée du traitement. Ainsi, en France en 2000, les 2/3 des patients traités en curiethérapie l'étaient par une modalité LDR [6]. En 2009, cette proportion n'était plus que de 25% alors que la curiethérapie

HDR représentait 47% des traitements. De ce fait, nous avons orienté nos travaux dans le domaine de la curiethérapie sur le HDR.

La curiethérapie HDR utilise des sources de forte activité (typiquement, 370 GBq pour l' $^{192}\text{Ir}$  et 148 GBq pour le  $^{60}\text{Co}$ ). Des projecteurs de source HDR automatiques sont utilisés pour éviter l'exposition des personnels hospitaliers à ces sources. Un projecteur de source HDR est composé d'un réservoir de source et d'une série de cathéters pour guider la source vers la position planifiée. La figure 1.7 montre un projecteur de source HDR MicroSelectron V2 de Nuclétron. Le système de planification du traitement (TPS) permet de définir, à partir du profil de dose souhaité, les positions successives de la source et le temps d'arrêt à chaque position. Le projecteur est ensuite programmé avec ce protocole pour déplacer pas à pas la source HDR dans un ou plusieurs cathéters de traitement.



FIGURE 1.7 – Projecteur de source HDR MicroSelectron V3, Nucletron, Elekta[29].

### 1.3 Instrumentation pour la dosimétrie patient

La dose délivrée au patient, comme nous l'avons vu précédemment, résulte d'un processus complexe, dans lequel de nombreux paramètres entrent en jeu. La dosimétrie, notamment *in vivo*, est le contrôle final de ce résultat. Le terme "*in vivo*" indique que les mesures de dose sont prises au cours du traitement du patient ou de la préparation du traitement. D'après la recommandation de la

Commission Internationale des Unités et Mesures Radiologiques (ICRU), la précision sur la dose délivrée ne doit pas s'écarter de plus de 3,5% de la dose planifiée aux points de prescription, et de plus de 5% dans le volume cible pour la radiothérapie externe [30]. Pour la curiethérapie, il n'existe que des recommandations d'assurance qualité (en LDR) où les tolérances sur la dose délivrée sont de 5% à 10% respectivement pour des distances source volume cible de 1 à 5 cm [31].

### 1.3.1 Principes de la dosimétrie

Dans cette section, nous rappellerons d'une part les définitions des principales quantités dosimétriques et d'autre part la théorie des cavités, sur laquelle s'appuient les modèles dosimétriques que nous avons étudiés. Nous décrirons ensuite les principales technologies de dosimètres utilisés en radiothérapie.

#### 1.3.1.1 Définitions des quantités dosimétriques

La dose absorbée  $D$  est définie par [32] :

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.1)$$

où  $dE$  est l'énergie moyenne déposée par le rayonnement ionisant dans une masse élémentaire  $dm$ . La dose s'exprime en Gray (Gy), correspondant à 1 Joule par kilogramme de matière (J/kg). L'énergie déposée correspond à la différence entre l'énergie totale des particules entrantes et l'énergie totale des particules sortantes, y compris celles résultant des processus de création et d'annihilation de particules. Le kerma,  $K$ , est défini comme le rapport entre la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées (créées par les photons dans un volume élémentaire) et la masse de ce volume élémentaire [32]. Elle s'exprime comme :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.2)$$

où  $dE_{tr}$  est l'énergie cinétique transférée par les particules indirectement ionisantes dans la masse élémentaire  $dm$ . Les particules chargées créées ont aussi une probabilité de transférer de l'énergie de manière radiative, par exemple, par effet Bremsstrahlung. Nous introduisons un kerma de collision  $K_{col}$  qui exclut cette portion d'énergie réémise :

$$K_{col} = K(1 - g) \quad (1.3)$$

où  $g$  représente la fraction d'énergie cinétique qui est transférée par l'émission radiative. D'après la définition de l'ICRU, il existe une relation entre le kerma et la fluence incidente de particules indirectement ionisantes [32, 33] :

$$K = \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho}\right)E\Phi \quad (1.4)$$

$$K_{\text{col}} = \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)E\Phi \quad (1.5)$$

où  $\mu_{\text{tr}}/\rho$  et  $\mu_{\text{en}}/\rho$  correspondent aux coefficients massiques d'énergies, respectivement, transférée et absorbée. Le produit de l'énergie du faisceau  $E$  par la fluence de particule  $\Phi$  peut être remplacé par une fluence énergétique  $\Psi$ . Les équations présentées ci-dessus s'appliquent à des particules mono-énergétiques d'énergie  $E$ . Dans un cas plus réaliste où le spectre des particules est poly-énergétique, il faut introduire la fluence mono-énergétique de photons,  $\Psi(E)$ . Le kerma s'écrit alors :

$$K = \int_0^{E_{\text{max}}} \Psi(E) \left(\frac{\mu_{\text{tr}}(E)}{\rho}\right) dE \quad (1.6)$$

où le coefficient massique d'énergie transférée  $\mu_{\text{tr}}/\rho$  dépend de l'énergie.

### 1.3.1.2 Théorie des cavités

Pour mesurer la dose à une position d'intérêt, il est en général nécessaire d'insérer le dosimètre dans un milieu homogène. Lorsque le matériau du transducteur n'est pas équivalent à celui du milieu, il convient d'appliquer un facteur de conversion pour passer de la dose dans le détecteur  $D_{\text{det}}$  à la dose dans le milieu en l'absence du détecteur,  $D_{\text{med}}$ . La théorie des cavités permet de déterminer le facteur de conversion pour passer de  $D_{\text{det}}$  à  $D_{\text{med}}$ . Elle permet notamment de déterminer le facteur de réponse  $\text{RF}_Q$ , donné par :

$$\text{RF}_Q = \left(\frac{D_{\text{det}}}{D_{\text{med}}}\right) \quad (1.7)$$

L'indice  $Q$  signifie que ce facteur de réponse a été déterminé pour une qualité de faisceau donnée. La figure 1.8 illustre schématiquement le passage de la dose dans le détecteur à la dose dans le milieu. Il existe deux cas limites où le facteur de réponse  $\text{RF}_Q$  peut être calculé analytiquement. Pour cela, on applique selon le cas, la théorie de la petite cavité ou de la grande cavité, les notions de petit et

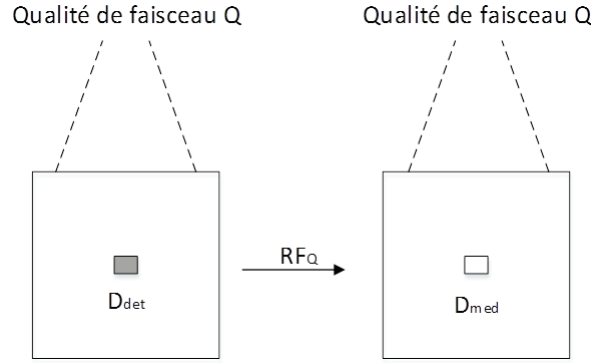


FIGURE 1.8 – Principe du passage de la dose absorbée dans un détecteur à la dose dans le milieu d'intérêt par  $RF_Q$  [10].

grand faisant référence à la taille de la cavité par rapport à la portée des particules secondaires (les électrons et positrons pour les photons).

**Théorie de la petite cavité :** La théorie de la petite cavité encore appelée théorie de la cavité de Bragg-Gray a été proposée par William Bragg et complétée par Louis Harold Gray [34]. Cette théorie s'applique si les deux conditions suivantes (dites de Bragg-Gray) sont remplies :

- La taille de la cavité est beaucoup plus petite que la portée des particules chargées du faisceau d'irradiation, de sorte que la fluence de particules chargées ne soit pas perturbée par la présence de la cavité dans le milieu. La figure 1.9 illustre schématiquement cette condition.
- La dose absorbée dans la cavité est déposée exclusivement par les particules chargées qui traversent la cavité, c'est-à-dire que la contribution du photon est négligeable.

La première condition assure que la fluence locale reste invariante lorsque l'on introduit le détecteur dans le milieu. La deuxième condition assure que la contribution provenant des photons est négligeable. Cette condition est valide pour les faisceaux de photons de haute énergie (MV) dans la plupart des situations [35]. Lorsque ces deux conditions sont vérifiées, la dose dans une cavité peut être estimée à partir de la fluence des électrons  $\Phi(E)$  conformément à l'expression suivante :

$$D = \int_0^{E_{\max}} \Phi(E) \left( \frac{S_{\text{col}}(E)}{\rho} \right) dE \quad (1.8)$$

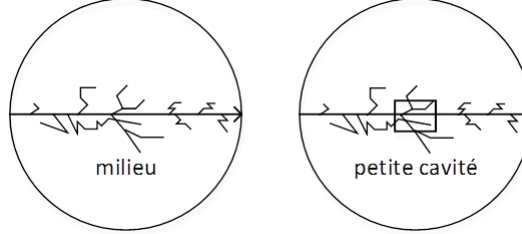


FIGURE 1.9 – Cas des petites cavités où la présence de la cavité ne perturbe pas la fluence locale.

où  $(\frac{S_{\text{col}}(E)}{\rho})$  est le pouvoir d'arrêt de collision du matériau constituant la cavité, et  $E_{\text{max}}$  est l'énergie maximale dans le spectre de la fluence incidente. En première approximation, nous négligeons la différence entre positons et électrons, et la fluence d'électrons utilisée dans l'expression précédente correspond à la fois aux électrons et positons. En combinant les équations 1.7 et 1.8, le facteur de réponse est déterminé par :

$$\text{RF}_Q = \frac{D_{\text{det}}}{D_{\text{med}}} = \frac{\int_0^{E_{\text{max}}} \Phi(E) (S_{\text{col}}(E)/\rho)_{\text{det}} dE}{\int_0^{E_{\text{max}}} \Phi(E) (S_{\text{col}}(E)/\rho)_{\text{med}} dE} \quad (1.9)$$

Pour pouvoir évaluer la dose à partir du pouvoir d'arrêt, il faut que les particules chargées secondaires, appelées électrons delta, atteignent l'équilibre électronique dans la cavité. Une autre manière d'exprimer ce point est de considérer un ralentissement continu des électrons résultant d'un nombre important d'interactions, chaque interaction entraînant une faible perte d'énergie. Cependant en pratique, notamment pour les faisceaux de haute énergie, il est possible que la condition d'équilibre électronique ne soit plus vérifiée dans la cavité en raison de certains électrons delta. En effet, il est possible que les interactions dites “catastrophiques” créent des électrons delta d'énergie suffisante pour sortir de la cavité.

De ce fait, Spencer et Attix ont proposé une extension de la théorie de Bragg-Gray pour prendre en compte les effets des électrons delta [36]. Dans ce modèle, contrairement à la théorie de Bragg-Gray, il n'y a plus conservation de la fluence locale du fait des électrons delta. Les électrons sont séparés en deux composantes en les comparant à un seuil énergétique  $\Delta$  : les électrons rapides qui ont une énergie supérieure à  $\Delta$  sont intégrés à la fluence alors que les électrons lents qui ont une énergie inférieure à ce seuil sont considérés absorbés dans la cavité et déposent localement leur énergie cinétique. La contribution dosimétrique des

électrons rapides est estimée à partir du pouvoir d'arrêt restreint aux énergies supérieures à  $\Delta$ ,  $(L_\Delta/\rho)(E)$ . Ainsi, la dose totale dans la cavité s'écrit :

$$D = \int_0^{E_{\max}} \Phi(E) \left( \frac{L_\Delta(E)}{\rho} \right) dE + (\text{T.E}) \quad (1.10)$$

Le premier terme correspond à la dose déposée par des électrons rapides et le deuxième terme évalue la dose déposée par des électrons lents, appelé "Track End term". Nahum a proposé d'estimer la contribution des électrons lents par [37] :

$$(\text{T.E}) = \Phi(\Delta) \left( \frac{S_{\text{col}}(\Delta)}{\rho} \right) (\Delta) \quad (1.11)$$

où  $\Phi(\Delta)$  est la fluence mono-énergétique d'électrons évaluée à  $\Delta$  et  $(S_{\text{col}}(\Delta))/\rho$  est le pouvoir d'arrêt non-restreint évalué à  $E = \Delta$ . D'après la théorie de Spencer et Attix, le facteur de réponse peut être estimé par :

$$\text{RF}_Q = \frac{D_{\text{det}}}{D_{\text{med}}} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \Phi(E) (L_\Delta(E)/\rho)_{\text{det}} dE + \Phi(\Delta) (S_{\text{col}}(\Delta)/\rho)_{\text{det}} \Delta}{\int_0^{E_{\max}} \Phi(E) (L_\Delta(E)/\rho)_{\text{med}} dE + \Phi(\Delta) (S_{\text{col}}(\Delta)/\rho)_{\text{med}} \Delta} \quad (1.12)$$

Le seuil d'énergie  $\Delta$  correspond à l'énergie minimale nécessaire pour traverser la cavité d'intérêt. La valeur de ce seuil dépend donc de la taille et du matériau de cette cavité. De nombreuses études ont été menées pour déterminer la valeur de ce seuil  $\Delta$  applicable aux chambres d'ionisations. Ces études ont convergé vers  $\Delta = 10$  keV [38, 39, 40]. Dans la suite, lorsque l'on fera référence à la théorie de la petites cavité (SCT) cela sous entendra que l'on applique la théorie de Spencer-Attix.

**Théorie de la grande cavité :** Un autre cas limite correspond aux configurations où la taille du détecteur, c'est-à-dire de la cavité, est beaucoup plus grande que la portée des électrons qui traversent cette cavité. La figure 1.10 illustre schématiquement ce cas. S'il s'agit d'une irradiation par un faisceau de photons, ceux-ci interagissent avec le matériau de la cavité et produisent des électrons secondaires. Comme ces électrons n'ont pas une énergie suffisante pour traverser la cavité, un équilibre électronique transitoire est établi dans la cavité (même si l'équilibre électronique n'est pas atteint en périphérie de la cavité en raison de la différence de matériau à l'interface). En considérant cet état d'équilibre électronique, la dose moyenne absorbée dans le volume d'intérêt est donnée par :

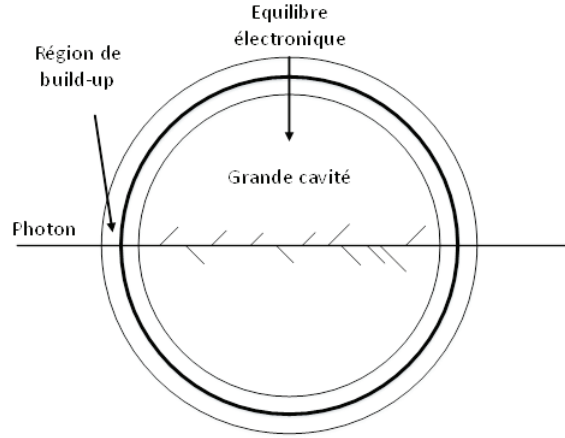


FIGURE 1.10 – Dépôt d’énergie par un faisceau de photons dans un détecteur correspondant à la théorie de la grande cavité : La portée des électrons est petite par rapport à la taille de la cavité et la cavité est dans un état de quasi équilibre électronique.

$$D = \int_0^{E_{\max}} \left( \frac{\mu_{\text{en}}(E)}{\rho} \right) \Psi(E) dE \quad (1.13)$$

où  $(\mu_{\text{en}}(E)/\rho)$  est le coefficient d’absorption massique et  $\Psi(E)$  est la fluence mono-énergétique de photons.

Le facteur de réponse estimé par la théorie de la grande cavité s’écrit :

$$RF = \frac{D_{\text{det}}}{D_{\text{med}}} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \left( \frac{\mu_{\text{en}}(E)}{\rho} \right)_{\text{det}} \Psi(E) dE}{\int_0^{E_{\max}} \left( \frac{\mu_{\text{en}}(E)}{\rho} \right)_{\text{med}} \Psi(E) dE} \quad (1.14)$$

Dans la suite, nous ferons référence à ces résultats en mentionnant la “théorie de la grande cavité” (LCT).

Ces deux cas limites restent difficilement applicables pour les faisceaux cliniques qui possèdent un spectre énergétique continu et de ce fait ne satisfont ni les conditions de Bragg-Gray, ni les hypothèses de grande cavité. Burlin a proposé un facteur de pondération entre le rapport du coefficient d’absorption  $(\bar{\mu}_{\text{en}}/\rho)_{\text{med}}^{\text{det}}$  et le rapport du pouvoir d’arrêt  $(\bar{S}_{\text{col}}/\rho)_{\text{med}}^{\text{det}}$ , dépendant de la taille du détecteur et de l’énergie des particules, appelée théorie de cavité généralisée [41] :

$$\frac{D_{\text{det}}}{D_{\text{med}}} = d \left( \frac{\bar{S}_{\text{col}}}{\rho} \right)_{\text{med}}^{\text{det}} + (1 - d) \left( \frac{\bar{\mu}_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{med}}^{\text{det}} \quad (1.15)$$



Burlin a aussi proposé une méthode approchée pour estimer le facteur  $d$  en prenant en compte l'atténuation et la génération des électrons dans la cavité.

Pour prendre en charge des faisceaux poly-énergétiques, Yin et al. [42] ont proposé de traiter les composants primaires et diffusés séparément par différentes théories de cavité, en supposant que les particules primaires satisfont la condition SCT et les particules diffusées satisfont la condition LCT. Eklund et Ahnesjö [43] ont fait évoluer le modèle de Yin pour étendre son domaine d'application et ont proposé une théorie des cavités modifiée qui introduit notamment un facteur de correction pour compenser l'approximation de équilibre électronique (Charged Particle Equilibrium) en fonction de l'énergie de photons diffusés. Cette théorie des cavités modifiée est bien adaptée pour modéliser la réponse du transducteur GaN à des faisceaux de photons de radiothérapie externe qui sont poly-énergétiques, est présentée plus en détail dans le chapitre 2.

### 1.3.2 Défis dosimétriques en radiothérapie externe et en curiethérapie

Quelle que soit la modalité de traitement envisagée, il est nécessaire d'appliquer précisément la dose planifiée au point de prescription tout en limitant l'irradiation des tissus sains et des organes à risques pour garantir à la fois l'efficacité thérapeutique et une faible toxicité. Cela implique de mettre en œuvre en amont des procédures de contrôle qualité rigoureux sur les équipements de traitement ainsi qu'un suivi dosimétrique *in vivo* en cours de traitement.

#### 1.3.2.1 En radiothérapie externe

Cependant, ce contrôle qualité et le suivi dosimétrique *in vivo* peuvent être délicats notamment pour les modalités de traitement émergentes comme pour la SRS et la tomothérapie. En effet, l'utilisation de mini-faisceaux pour obtenir des champs plus conformes au volume cible et ainsi préserver les organes à risque (champs inférieurs à  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ) constitue un défi pour le contrôle qualité et pour le suivi dosimétrique pour les raisons suivantes :

- Si le volume du dosimètre est significatif par rapport à la taille du champ utilisé, cela peut influencer la mesure dosimétrique comme le montre la figure 1.11. Le dosimètre intègre l'énergie déposée dans le volume actif, et la mesure correspond à la dose moyenne sur ce volume. Il est recommandé

d'utiliser un dosimètre dont la section efficace est inférieure à quatre fois la taille du champ utilisée [44]. Cela nécessite de développer des dosimètres miniaturisés avec une bonne sensibilité. De ce fait, les dosimètres ayant un faible rendement de transduction comme les chambres d'ionisation, ou les calorimètres ne sont pas adaptés pour les mesures de mini-faisceaux. Par ailleurs, l'utilisation de dosimètres à l'état solide de densité élevée produit une perturbation locale de la fluence d'électrons [45], qui dépend de la géométrie et de la nature du détecteur, de l'énergie du faisceau incident et de la taille du champ. Pour pouvoir utiliser ce type de détecteur, il est nécessaire de définir des facteurs de correction pour compenser la perturbation.

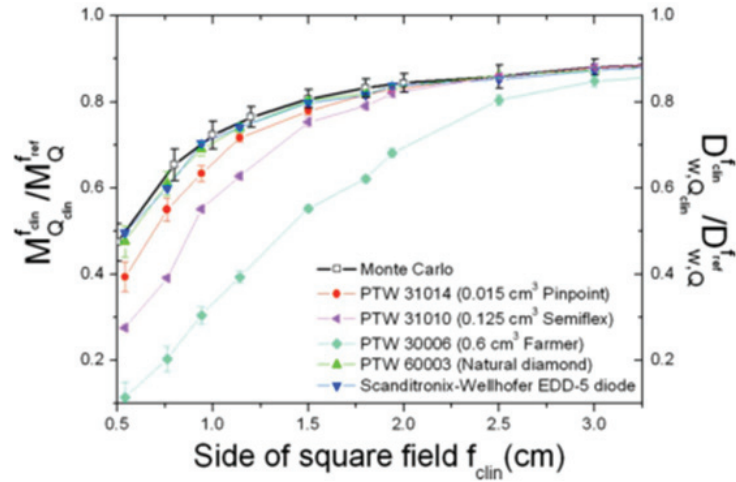


FIGURE 1.11 – Influence du volume du dosimètre sur la réponse du dosimètre, en fonction de la taille du champ d'irradiation pour un faisceau incident de 6 MV, issu d'un accélérateur PRIMUS de Siemens. Les mesures sont normalisées pour un champ de de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et réalisées avec 3 types de dosimètres : chambre d'ionisation, diode, diamant. Le volume actif de dosimètre varie de  $0,375 \text{ mm}^3$  (EDD-5 diode) à  $600 \text{ mm}^3$  (PTW 30006 Farmer) [46].

- La faible taille du champ ne permet pas d'atteindre l'équilibre électronique latéral et il n'est pas possible d'utiliser la théorie de cavité. La conversion de la lecture du dosimètre en dose à l'eau devient dès lors délicate [47, 48]. Francescon et al. ont proposé un formalisme de correction de réponse de différents dosimètres pour mesurer le facteur d'ouverture du champ. Ces facteurs de correction ont été calculés par la simulation Monte Carlo [49].

Cependant, ces facteurs de correction appliqués dépendent des dosimètres, des machines de traitement et des énergies de faisceau.

- Quand la taille du champ de collimation est réduite à une taille comparable à la taille de la source, l'occlusion de certaines parties de la source du faisceau peut créer un profil avec une pénombre plus prononcée comme cela apparaît sur la figure 1.12. Il n'est alors plus possible de déterminer la taille du champ par sa largeur à mi-hauteur du fait de la pénombre [50]. De plus, le spectre du faisceau dans la pénombre est très différent de celui au milieu du champ, ce qui constitue une difficulté supplémentaire pour les dosimètres qui ne sont pas équivalents à l'eau et dont la réponse dosimétrique dépend de l'énergie du faisceau incident.

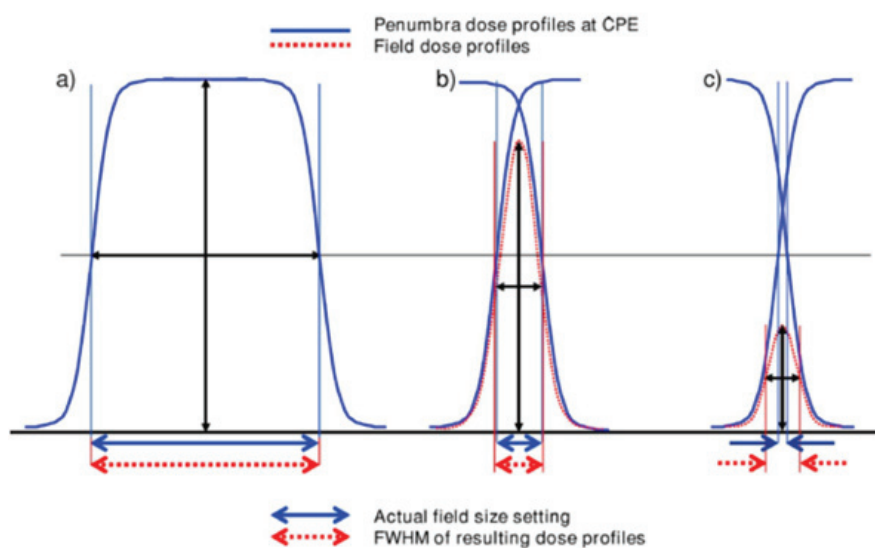


FIGURE 1.12 – Comparaison entre la taille du champ définie par la position du collimateur et la taille du champ mesurée, définie par la largeur à mi-hauteur, pour trois tailles du champ : a) Champ large (sans occlusion) ; b) Faible ouverture du champ (Source partiellement bloquée) ; c) Mini-faisceau [51].

Il est à noter qu'en RCMI, les contraintes dosimétriques restent comparables à celle citées précédemment pour les petits champs car les champs hétérogènes proviennent de la superposition de petits champs obtenus avec le MLC. De plus, il existe de forts gradients de dose entre le volume cible et les organes à risque, ce qui nécessite de réduire au maximum des erreurs de positionnement. Pour cette application, il est possible d'envisager l'utilisation d'un dosimètre dans les zones

de fort gradient de doses sous réserve que celui-ci soit de très petite taille.

Il faut noter que la miniaturisation du dosimètre n'est pas la seule direction de recherche dans la dosimétrie des petits champs. Dufreneix et al. ont proposé d'utiliser une quantité dosimétrique produit dose surface, afin de fournir un standard dosimétrique primaire dans un champ inférieur que  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  [52]. Pour mesurer ce produit dose surface, un calorimètre graphite de  $30 \times 30 \text{ cm}^2$  a été conçu, qui est suffisamment large pour couvrir la taille du champ d'irradiation. Cette approche s'intéresse à l'effet intégral dosimétrique introduit par l'irradiation, vu que cet effet reste local étant donnée la petite taille du champ. De manière similaire, une grandeur intégrale pour la dosimétrie des mini-faisceaux a été proposée en utilisant une méthode de balayage pour caractériser le mini-faisceau à l'aide un petit dosimètre [53]. Cette méthode de calibration métrologique peut introduire un nouveau paradigme pour la dosimétrie des petits champs. Cependant, des questions restent ouvertes avant de pouvoir utiliser cette approche en clinique : Est-ce que le produit dose surface peut représenter l'effet local dans un cas clinique ?

### 1.3.2.2 En curiethérapie HDR

En curiethérapie HDR, le projecteur de source est programmé à partir du plan de traitement, pour positionner la source séquentiellement à plusieurs positions prédéfinies avec un temps d'arrêt spécifique pour chaque position. La précision de ces paramètres contrôlée par le projecteur influence significativement la distribution spatiale de la dose. La précision de positionnement de la source par le projecteur est spécifiée à  $\pm 1 \text{ mm}$ . En ne considérant que la loi inverse carrée, on a un gradient local de dose de  $\pm 10 \text{ \%/mm}$  à une distance source détecteur de 2 cm.

De même, des écarts sur le temps d'exposition pour chaque position peut influencer la dose déposée dans l'eau. Il existe d'autres sources d'erreurs opérationnelles suite à une erreur sur la longueur du cathéter, à un mauvais report des paramètres de traitement (position de source planifiée, temps d'exposition), à l'oubli d'entrer le changement de source dans le projecteur de source. Le rapport de ICRP *Prevention of high – dose – rate brachytherapy accidents* fait état de plus de 500 accidents de HDR sur toute la chaîne de l'administration du traitement [54].

L'AAPM recommande aux physiciens médicaux de mettre en place des pro-

cédures de contrôle qualité pour mesurer la position de la source, le temps d'exposition, et la distribution de la dose absorbée [31]. Palmer et al. ont proposé de séparer le contrôle qualité sur la chaîne de traitement en 4 niveaux [55] : i) le calcul de la distribution du débit de dose d'une source HDR, ii) la planification d'un traitement, iii) la performance de l'équipement du traitement, et iv) l'administration du traitement. Pour le calcul du débit de dose d'une source HDR, le formalisme appelé TG-43U1 propose un modèle largement reconnu en physique médicale et mis en œuvre dans la plupart des systèmes commerciaux de planification de traitement [56]. Ce formalisme permet d'estimer le débit de dose dans un plan bidimensionnel et s'écrit :

$$\dot{D}(r, \theta) = S_K \cdot \Lambda \cdot \frac{G_L(r, \theta)}{G_L(r_0, \theta_0)} \cdot g_L(r) \cdot F(r, \theta) \quad (1.16)$$

où  $r$  correspond à la distance du centre de la source active au point d'intérêt,  $\theta$  est l'angle polaire entre le point d'intérêt et l'axe longitudinal de la source,  $S_K$  le débit de kerma dans l'air de référence de la source,  $\Lambda$  la constante de débit de dose,  $G_L(r, \theta)$  une fonction géométrique,  $g_L(r)$  la fonction de dose radiale et  $F(r, \theta)$  la fonction anisotrope 2D. Ce formalisme utilise un point de référence défini en ( $r_0 = 1$  cm,  $\theta_0 = \pi/2$ ) comme illustré sur la figure 1.13.

L'intensité de kerma dans l'air  $S_K$  et la constante de débit de dose  $\Lambda$  sont fournis par les laboratoires disposant d'étalons primaires. Les fonctions  $G_L(r, \theta)$ ,  $g_L(r)$  et  $F(r, \theta)$  sont caractérisés par simulation Monte Carlo et par des mesures avec des dosimètres de petit volume, prenant en compte la composition et la forme géométrique de la source scellée. Il faut noter que le TG-43U1 suppose que la source est complètement immergée et que l'équilibre électronique est complètement établi. Pour caractériser les paramètres d'une source  $^{192}\text{Ir}$  par simulation Monte Carlo, il est recommandé de placer la source au centre d'un fantôme d'eau de rayon 40 cm [57]. Le formalisme TG-43U1 permet de calculer le débit de dose au point d'intérêt et de planifier les différentes positions de la source nécessaires pour établir une distribution de dose souhaitée.

La réalisation du traitement planifié doit être contrôlée pour éviter des erreurs dans la chaîne de traitement, qu'elles proviennent de défaillances matérielles ou humaines (niveaux iii) et iv) de la classification citée précédemment). Cette vérification peut être mise en œuvre soit sous la forme d'un contrôle des paramètres physiques de traitement (positions de la source dans le cathéter et du cathéter

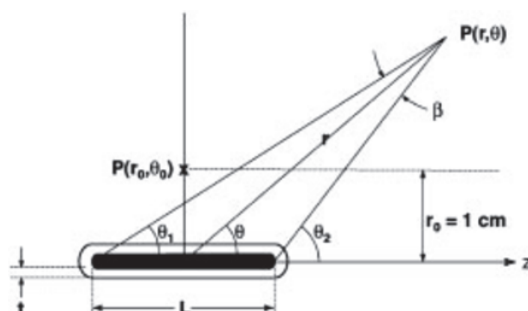


FIGURE 1.13 – Système de coordonnées utilisé dans le formalisme de TG-43U1 [56].

dans le patient, temps d'exposition, activité de source, etc.) ou soit sous la forme d'une dosimétrie *in vivo* pour la vérification directe de la dose administrée au patient [58]. Il existe des difficultés spécifiques pour mettre en œuvre la dosimétrie *in vivo* en curiethérapie :

- Les forts gradients de dose requièrent des dosimètres ponctuels positionnés précisément : La mesure dosimétrique est réalisée dans des zones à fort gradient de débit de dose. De ce fait, il est nécessaire de connaître précisément la position du dosimètre pour pouvoir comparer la mesure à la dose planifiée. De plus, s'il s'agit de mesurer la dose sur la paroi de la vessie ou du rectum, il est difficile de réaliser un positionnement stable de la sonde dosimétrique en raison des déformations de ces organes dans le corps du patient [58]. Néanmoins, l'utilisation de sondes à ballonnet peut permettre de réduire l'incertitude de positionnement du dosimètre [58].
- Un autre défi majeur pour la dosimétrie *in vivo* en curiethérapie est la dépendance en énergie de la réponse dosimétrique. L'énergie moyenne du faisceau émis par les sources HDR couramment utilisées  $^{192}\text{Ir}$  et  $^{60}\text{Co}$  est significativement plus basse qu'en radiothérapie externe (398,6 keV pour  $^{192}\text{Ir}$  et 1168,2 keV pour le  $^{60}\text{Co}$  [59, 60]). Par conséquent, la plupart des dosimètres utilisés en physique médicale montre une dépendance à l'énergie plus importante en curiethérapie, à cause de leur sur-réponse importante pour l'effet photoélectrique. De plus, la distance source détecteur varie en cours de traitement, ce qui entraîne une variation du spectre local d'irradiation. Par conséquent, il faut soit utiliser un dosimètre parfaitement équivalent à l'eau (mais il sera difficile d'avoir une sensibilité suffisante avec un dosimètre ponctuel), soit mettre en œuvre une compensation de

la réponse valable sur toute la plage d'énergies, ou une compensation dynamique qui s'adapte au spectre local d'irradiation. Cela reste complexe à réaliser.

Pour ces différentes raisons, il est difficile de réaliser le contrôle qualité de la chaîne d'administration du traitement en s'appuyant sur des mesures de dosimétrie *in vivo*. En effet, pour identifier les erreurs de traitement, il faut définir un seuil sur les écarts entre doses planifiées et mesurées : Pour éviter les fausses alarmes, ce seuil est fixé à un niveau élevé (50%), ce qui entraîne une probabilité non négligeable de non-détections des erreurs de traitement [61]. Actuellement, un critère d'erreur statique est utilisé en clinique. Ce critère statique sur la dose peut produire des faux positifs ou échouer à détecter une erreur selon que l'on se situe à courte ou longue distance source-dosimètre [62].

Il est possible de développer une instrumentation spécifique au contrôle qualité de la chaîne d'administration du traitement de curiethérapie au lieu de s'appuyer sur des mesures de dosimétrie *in vivo*. Il peut s'agir de développer un fantôme instrumenté qui permette de vérifier les paramètres physiques du traitement [63]. Cette approche a l'avantage de travailler dans un fantôme homogène où les positions des sondes dosimétriques par rapport au(x) cathéter(s) de traitement sont parfaitement connues. Pour un contrôle qualité *in vivo*, ce concept peut être transposé en instrumentant directement l'applicateur de curiethérapie avec des sondes dosimétriques [64]. Là encore, le matériau de l'applicateur est parfaitement connu et homogène et les positions des sondes sont parfaitement définies dans cet applicateur. De plus, la mise en œuvre du contrôle qualité *in vivo* ne nécessite pas de geste supplémentaire invasif, ce qui facilite l'acceptabilité clinique de ce type de procédure.

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons adopté cette approche de contrôle qualité des paramètres en développant un fantôme instrumenté d'assurance qualité pour la curiethérapie (présenté dans le chapitre 4) qui pourra évoluer facilement vers un applicateur instrumenté.

### 1.3.3 Dosimètres en radiothérapie

Il existe différents types de transduction utilisables pour mesurer une dose d'irradiation dans un milieu. Il peut s'agir de transductions radioélectrique, radioluminescente, radiochimique, etc. Comme cela a été vu précédemment, il est nécessaire d'appliquer différents facteurs de correction pour estimer la dose dans l'eau à

partir des grandeurs mesurées. Ces facteurs dépendent de nombreux paramètres (conditions d'irradiation, milieu traversé, température, propriétés physique du transducteur, etc.). Les principaux types de dosimètres utilisés en radiothérapie externe et en curiethérapie sont décrits dans cette section. Leurs avantages et inconvénients pour la radiothérapie externe et pour la curiethérapie sont également analysés.

### 1.3.3.1 Chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation est très couramment utilisée en radiothérapie pour la mesure précise de dose, notamment pour le contrôle qualité des équipements. Elle est constituée d'une cavité remplie d'un gaz (souvent de l'air), où les atomes du gaz sont ionisés sous irradiation. Elle comporte deux électrodes polarisées qui permettent de collecter les charges résultant de l'ionisation du gaz, sous un champ électrostatique. Ces électrodes sont reliées à un électromètre pour la mesure de la charge correspondant à l'irradiation. Pour la dosimétrie en radiothérapie, la tension de polarisation est choisie entre 200 V et 400 V, pour obtenir une efficacité constante de collecte des particules ionisées. Dans ces conditions, pour une période donnée, la charge collectée  $Q$  est directement proportionnelle à la dose déposée dans la cavité du gaz  $D_g$ , ce qui s'écrit :

$$D_g = \frac{Q}{m}(W_g/e) \quad (1.17)$$

où le rapport  $W_g/e$  correspond à l'énergie moyenne pour créer une paire ion-électron dans le gaz, par unité de charge,  $m$  la masse totale du gaz dans le volume. Cette valeur est constante pour un type de gaz donné et pour la plage d'énergie utilisée en radiothérapie. Afin de convertir la dose dans le gaz en dose dans l'eau, la théorie de Bragg-Gray peut être appliquée car l'atténuation des particules dans l'air est beaucoup plus faible que celle dans l'eau. Comme le numéro atomique de l'air et celui du milieu (eau/tissu) sont proches, la mesure de dose avec la chambre d'ionisation n'est pas très dépendante de l'énergie de l'irradiation. Cependant, la paroi de la chambre et les électrodes introduisent des perturbations, et cet écart par rapport à une cavité idéale de Bragg-Gray nécessite d'apporter les corrections suivantes :

$$D_{\text{eau}} = D_g \cdot (\bar{S}_{\text{col}}/\rho)_{\text{gaz}}^{\text{eau}} \prod p_n \quad (1.18)$$



où  $(\bar{S}_{\text{col}}/\rho)_{\text{gaz}}^{\text{eau}}$  correspond au rapport des pouvoirs d'arrêt eau/gaz, et chaque facteur de perturbation  $p_n$ , est lié à un paramètre d'influence indépendant (perturbations dues à la paroi, à l'électrode, à l'humidité, à la température, etc.[65]).

En curiethérapie, la chambre d'ionisation de type “puits” est utilisée pour la calibration des sources HDR. La figure 1.14 montre une vue en coupe simplifiée d'une chambre puits. La chambre est remplie d'air, le cathéter de traitement étant positionné sur l'axe du puits cylindrique. La source HDR est envoyée au moyen du projecteur de source dans le cathéter de traitement et déplacée le puits jusqu'à obtenir une lecture maximale sur l'électromètre. Cette lecture est utilisée pour la calibration. Cette méthode de calibration avec la chambre puits réduit largement l'incertitude géométrique mais reste sensible à l'anisotropie d'émission de la source en fonction de l'angle azimutal. Malgré ses nombreux avantages, la

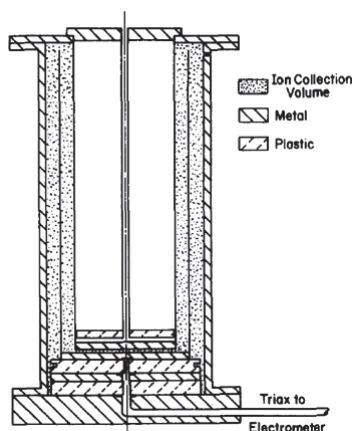


FIGURE 1.14 – Schéma d'une chambre à puits pour la calibration de source HDR [66].

chambre d'ionisation n'est pas utilisable pour certains types de mesures. En effet, la sensibilité de la chambre d'ionisation est limitée à cause de la faible densité de l'air et de ce fait, le volume de la chambre d'ionisation miniaturisée reste important (les plus petites chambres commerciales ont un volume de  $\sim 10 \text{ mm}^3$ ). Les chambres d'ionisation ne sont donc pas bien adaptées lorsqu'on recherche une grande résolution spatiale (RCMI et minifaisceaux), ni pour la dosimétrie en curiethérapie où il existe des gradients de dose important.

La chambre d'ionisation liquide peut être une évolution intéressante pour la dosimétrie en radiothérapie externe. Grâce à une densité et une sensibilité beaucoup plus importantes du liquide par rapport au gaz, le volume sensible dans une

chambre d'ionisation liquide peut être réduit. Néanmoins, le taux de recombinaison est beaucoup plus important dans la chambre d'ionisation liquide, ce qui entraîne une relation non linéaire entre la charge collectée et la dose déposée. La recombinaison des ions dans le liquide est un processus complexe, qui est plus difficile à corriger que la recombinaison dans l'air [67].

### 1.3.3.2 Dosimètres semiconducteur

Les transducteurs semiconducteurs ont été utilisés comme détecteurs de rayonnements ionisants depuis les années 1960 [68, 69, 70]. Grâce à la faible énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou (3,6 eV dans le silicium), ils offrent une sensibilité 18000 fois plus grande que celle obtenue avec une cavité d'air de même volume [71], ce qui permet d'utiliser un très faible volume de transduction. Il existe principalement deux types de dosimètres semiconducteurs commercialisés, les jonctions p-n (diodes) et les transistors à effet de champ à grille métal-oxyde (MOSFET). Dans le cas d'une diode, les paires électrons-trous créés sous irradiation se séparent et se déplacent sous champ électrique dans la zone de charge d'espace de la jonction p-n, produisant un signal électrique en sortie. Pour certaines applications comme en spectroscopie, cette zone de charge d'espace peut être élargie en polarisant en inverse de la jonction. Cependant, en radiothérapie, les dosimètres à diodes sont non-polarisés ce qui permet de minimiser le courant d'obscurité et d'avoir un dosimètre implantable [72]. Il existe une relation linéaire entre la charge générée et la dose sur une plage importante de doses et de débits de dose. Cependant, la diode montre une dépendance à l'énergie du rayonnement, avec une réponse dosimétrique qui peut varier de 2% jusqu'à 40% sur les gammes d'énergies utilisées en radiothérapie, à cause de la non-équivalence à l'eau du silicium [73].

La diode a été aussi utilisée pour des vérifications *in vivo* des plans de traitement en curiethérapie, du fait de la sensibilité importante et du petit volume de transduction. Cependant, les performances des dosimètres à diode pour la curiethérapie sont limitées par la dépendance en énergie et en angle de leur réponse dosimétrique. Seymour et al. ont effectué des mesures *in vivo* avec 5 matrices de diodes fabriquées par PTW pour des patients sous traitement en curiethérapie HDR avec une source d' $^{192}\text{Ir}$  [61]. Les écarts entre doses planifiées avec le TPS et doses mesurées avec les diodes varient de -42% à +35%, principalement à cause du gradient de dose important abordé en section 1.3.2.

Le dosimètre MOSFET représenté en coupe sur la figure 1.15 fonctionne d'une manière différente : sous irradiation, les paires électron-trou sont créés dans l'oxyde de grille. Les électrons sont évacués rapidement, tandis que les trous se déplacent beaucoup plus lentement. Certains restent piégés dans l'oxyde de grille. Par conséquent, les charges positives s'accumulent dans l'oxyde à l'interface avec le silicium, ce qui conduit à une variation de la tension de seuil du transistor,  $\Delta V_{th}$ . Par la mesure de déplacement de caractéristiques du dispositif, on peut en déduire la dose déposée dans l'oxyde [74]. Le dosimètre MOSFET peut fonctionner soit en mode actif (permettant la mesure en temps réel et nécessitant sa polarisation en cours de mesure), soit en mode passif (sans polarisation lors de la mesure mais avec la détermination de dose intégrée après irradiation). La polarisation de la grille réduit les recombinaisons dans la grille et permet d'obtenir une réponse plus linéaire et d'augmenter la sensibilité. En mode passif, la réponse dosimétrique du MOSFET dépend de la dose accumulée, qui présente une non-linéarité, et nécessite une compensation comme le montre la figure 1.16 [75].

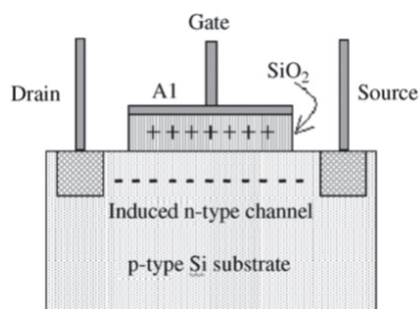


FIGURE 1.15 – Vue schématique d'un dosimètre MOSFET [72].

Comme les diodes, les MOSFET permettent d'obtenir une résolution spatiale excellente du fait de leur petite taille et sont bien adaptés pour une mise en œuvre dans des systèmes dosimétriques matriciels [76]. Par contre, la structure même du composant introduit une dépendance angulaire de la réponse dosimétrique [77] et à l'énergie du faisceau [78]. La durée de vie d'un MOSFET sous irradiation est assez limitée ( $\sim 50$  Gy) du fait de l'accumulation permanente de charges dans l'oxyde de grille [79].

A part ces deux types de semiconducteurs répandus en dosimétrie, l'utilisation du diamant comme dosimètre apparaît intéressante [80]. Le diamant possède une

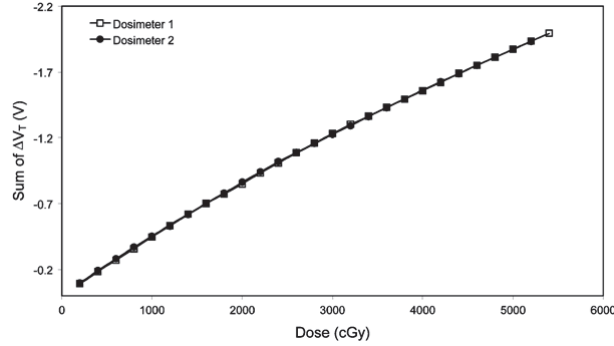


FIGURE 1.16 – La réponse ( $\Delta V_{th}$ ) du dosimètre MOSFET passif en fonction de la dose [75].

grande bande interdite (5,5 eV) mais il peut être dopé pour devenir un semiconducteur de type p ou de type n. Convenablement dopé et polarisé, la conductivité du dosimètre diamant varie linéairement avec le débit de dose. Le dosimètre diamant possède de nombreuses propriétés intéressantes : sa réponse dosimétrique dépend peu de l'énergie d'irradiation, et peu de l'angle d'irradiation ; il est très radiorésistant du fait de la très forte liaison covalente entre les atomes de carbone, ce qui permet la mesure sur une plage de dose importante et il est chimiquement stable. Le coût du matériau en limite son utilisation. Néanmoins, de nombreux travaux portent sur le développement de dosimètres de petites tailles à base de diamant synthétique avec un coût réduit [81, 82]. Une autre limite du dosimètre diamant est qu'il est nécessaire de réaliser une caractérisation individuelle de chaque dosimètre du fait de la forte dispersion de réponses dosimétriques [83, 84, 85].

### 1.3.3.3 Dosimétrie par conversion radioluminescente

L'irradiation d'un transducteur radioluminescent génère des paires électrons/trous avec passage d'électrons dans la bande de conduction comme illustré sur la figure 1.17a. L'émission de photons de luminescence (UV, visible, IR) peut résulter i) soit d'une recombinaison radiative spontanée (RL), ii) soit être obtenue après stimulation thermique (thermoluminescence, TL) [86] ou optique [87] (optically stimulated luminescence, OSL) pour libérer les charges piégées dans des défauts situés dans la bande interdite, comme le montre la figure 1.17b. Dans le deuxième cas, la luminescence stimulée dépend de la dose reçue entre deux lectures et per-

met une mémorisation de la dose accumulée. La stimulation TL ou OSL permet une émission de luminescence proportionnelle à la dose absorbée par le matériau irradié avec une plage de mesure limitée [88, 89], qui dépend du matériau utilisé, comme illustré sur la figure 1.18.

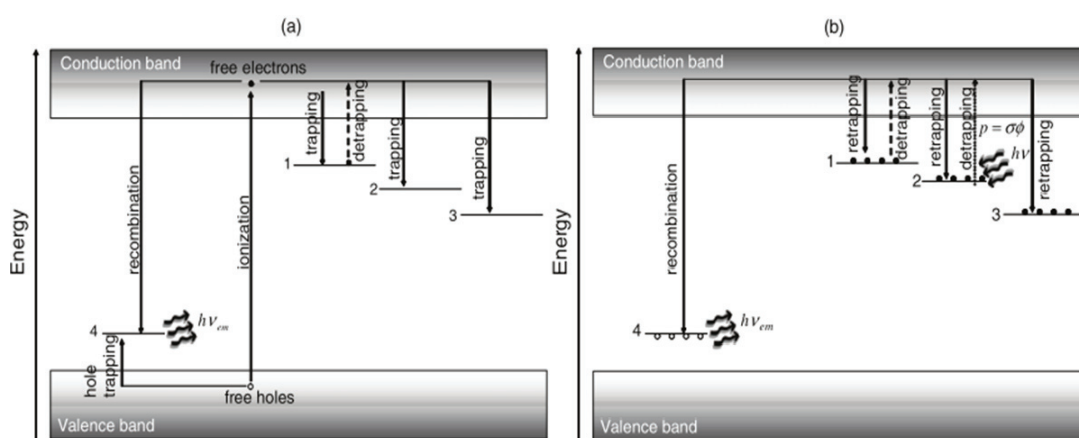


FIGURE 1.17 – Réponse d'un transducteur isolant (Schéma des transitions possibles entre bandes de valence et de conduction : a) en cours d'irradiation, où le processus de ionisation et de remplissage de pièges prédominent ; b). en mode de lecture stimulée, TL ou OSL [90].

Les matériaux fréquemment utilisés en TLD sont le LiF : Mg, Cu, P [92], le CaSO<sub>4</sub> : Dy [93], et le ZrO<sub>2</sub> [94]. La linéarité du TLD en fonction de la dose dépend du matériau et de la température de lecture, mais elle peut atteindre jusqu'à 100 Gy [95]. La figure 1.18b montre l'évolution de la réponse dosimétrique TLD en fonction de la dose accumulée ; on distingue deux régions successives : une région linéaire et une région non-linéaire [96]. La reproductibilité de mesure est de l'ordre de  $\pm 5\%$  [97]. Les avantages majeurs de la dosimétrie TLD sont la petite taille de volume sensible et l'absence de connexion par des câbles. De plus, les transducteurs TLD couramment utilisés en dosimétrie médicale, comme le LiF : Mg, Cu, P, sont équivalents à l'eau. La dosimétrie médicale TLD est largement répandue mais la mise en œuvre du TLD reste lourde du fait de la nécessité d'une phase de calibration avant chaque utilisation, ainsi que d'une étape de remise à zéro ("annealing"). De plus, la phase de lecture peut s'avérer délicate puisque l'émission de luminescence TLD dépend non seulement de la température mais aussi du processus de montée en température et de la durée de la phase

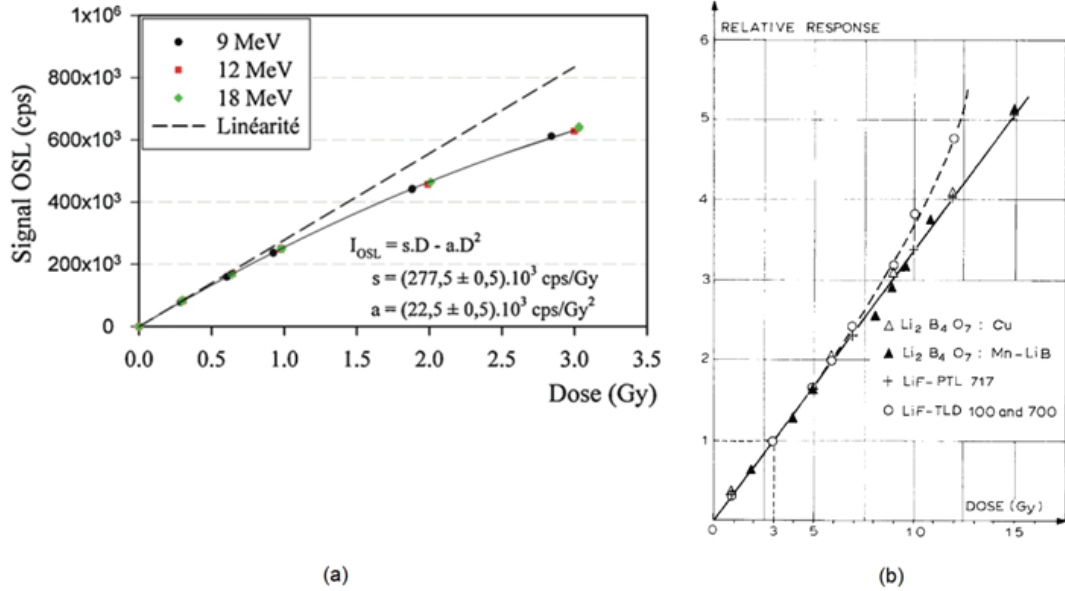


FIGURE 1.18 – Linéarité des a) dosimètres OSL ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ); b) dosimètres TLD ( $\text{LiF}$  et  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ) en fonction de la dose [89, 91].

de lecture. Par ailleurs, la dosimétrie TLD ne fournit pas de mesure dosimétrique en temps réel.

Une approche alternative pour lire la luminescence est de réaliser la stimulation par voie optique, c'est le cas des dosimètres OSL. Le matériau fréquemment utilisé pour la dosimétrie OSL est l'alumine dopée par le carbone ( $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ) [98]. Il est associé à une instrumentation de lecture décrite schématiquement sur la figure 1.19, où une source avec une longueur d'onde donnée permet d'exciter les électrons piégés alors qu'un photomultiplicateur quantifie la luminescence du dosimètre dans une fenêtre spectrale choisie.

Polf et al. ont décrit un mode de stimulation OSL pulsé qui permet une mesure de dose en temps réel, basé sur  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$  [99]. Le système de détection est synchronisé sur les impulsions du LINAC. Il est aussi possible d'acquérir la radioluminescence spontanée (RL) au cours d'irradiation afin de comparer la lecture acquise par OSL, et d'augmenter la précision de mesure de dose [100].

La dosimétrie *in vivo* OSL a été également étudiée pour la curiethérapie et la tomothérapie. Les avantages potentiels de cette technologie sont une bonne sensibilité, des mesures pouvant être réalisées en temps réel et une lecture non-destructive qui préserve l'information sur la dose accumulée dans le cristal. Ce-

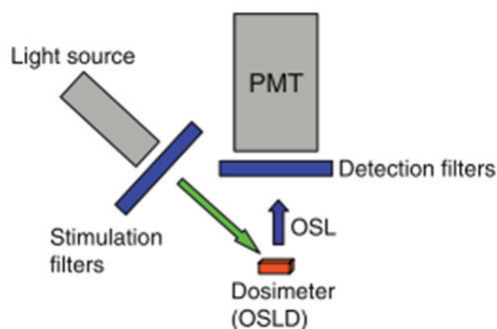


FIGURE 1.19 – Schéma de principe de l'instrumentation de lecture d'un dosimètre OSL [90].

pendant, la dosimétrie OSL temps réel montre une supra-linéarité de sa réponse dosimétrique spontanée (RL) au-delà de 2 Gy [101]. Ainsi sur la figure 1.20, nous pouvons remarquer que la sensibilité de RL varie en cours d'irradiation. Une méthode de correction a été proposée par Andersen [87], en faisant l'hypothèse que cette variation résulte uniquement de la dose absorbée. Après correction, la dose estimée par RL est proche de celle estimée par OSL avec une différence inférieure à 4%. Par ailleurs, le numéro atomique effectif du matériau  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $Z_{\text{eff}} = 10,2$ ) s'approche de celui de l'eau ( $Z_{\text{eff}} = 7,4$ ), mais des études montrent qu'il existe une légère dépendance à l'énergie de faisceau [102]. De plus, le dosimètre OSL irradié est susceptible d'être stimulé par la lumière ambiante.

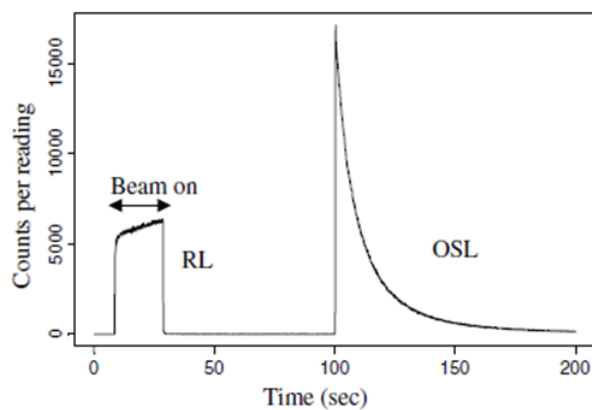


FIGURE 1.20 – Luminescence spontanée (RL) en cours d'irradiation et après stimulation optique (OSL) de  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$  [100].

#### 1.3.3.4 Fibre scintillante

La fibre scintillante incorpore un scintillateur organique, qui diffère des deux types de dosimètres précédents (TLD et OSL). Dans un scintillateur organique, l'excitation se produit au niveau des électrons de valence moléculaire et au niveau des modes de vibration de la molécule. Une fibre scintillante classique est composée de plusieurs matériaux, et le mécanisme de la production du signal optique est un processus avec plusieurs étapes. Les matériaux de base (>98% en masse) couramment utilisés sont soit le polystyrène (PS) et soit le polyvinyltoluène (PVT) [103], dans lesquels la dose est déposée. Néanmoins ces matériaux n'ont pas un rendement d'émission intrinsèque élevé et le temps de relaxation peut atteindre 250 ns [104, 105]. Des dopants fluorescents comme par exemple le 1-phényl-3-mesityl-2-pyrazoline (PMP) peuvent être incorporés dans le matériau de base afin d'augmenter l'efficacité signal/dose. De plus, grâce au temps court de décroissance de la fluorescence (à l'ordre de ns) du dopant, le couplage de deux matériaux (matrice/dopants) permet d'avoir une émission de fluorescence qui suit rapidement l'irradiation (1-100 ns), où une dosimétrie temps réel en radiothérapie est possible. L'avantage le plus important des fibres scintillantes est leur équivalence à l'eau, avec une masse volumique proche de l'unité ( $\rho_{\text{PVT}}=1,032 \text{ g/cm}^3$ ) [106].

Archambault et al. ont développé un système de dosimétrie utilisant une fibre scintillante à base de polystyrène avec des solvants de PVT, pour ajuster à la fois les temps d'émission/relaxation, et le spectre d'émission [103]. Le transducteur possède une forme de cylindrique avec un diamètre de 1 mm, ce qui offre une bonne résolution spatiale. Etant donné que la masse volumique du PVT est proche de l'eau, le rendement de luminescence est beaucoup plus faible que ceux des scintillateurs inorganiques. Par exemple, le BCF-60, produit 7000 photons/MeV [9] alors qu'un scintillateur comme NaI(Tl) produit  $\sim 4 \times 10^4$  photons/MeV. De plus, Frelin et al. ont montré que le rendement de luminescence par unité d'énergie absorbée dans les scintillateurs plastiques dépend de l'énergie incidente du faisceau, appelé effet de "quenching ionization" [107]. Dans le scintillateur testé, BCF-428 de Bircon, par exemple, un électron de 50 keV produit moins de 5% de luminescence par unité d'énergie déposée que celle produite par un électron de 600 keV.



### 1.3.3.5 Films et gels dosimétriques

Les films radiographiques ont été utilisés pour estimer la dose déposée en imagerie médicale et radiothérapie [108]. L'irradiation du film radiographique produit une opacification de l'émulsion déposée sur le film. La densité optique du film est mesurée après irradiation et reliée avec la dose après calibration. L'inconvénient du film est le numéro atomique élevé de l'émulsion à base d'argent (non-équivalence à l'eau), ce qui introduit une forte dépendance de la réponse en fonction de l'énergie d'irradiation.

La couleur des films radiochromiques (Gafchromic EBT 2/3) devient bleu après irradiation [109]. Ce changement de couleur est quantifié par la densité optique, estimée dans une fenêtre spectrale donnée [110]. Ce type de films qui est équivalent à l'eau offre également l'avantage de ne pas avoir besoin d'un traitement chimique pour le développement. Par contre la mesure de dose se fait en temps différé.

Les gels dosimétriques permettent les mesures de dose en 3D avec une très haute résolution spatiale. Il existe généralement deux type de gels, gel Fricke et gel de polymère [111] dont la transduction dosimétrique est basée sur différents principes physico-chimiques [112]. Le changement introduit par ces réactions est quantifiés par différents types d'imagerie, comme la tomodensitométrie optique ou l'IRM. Par contre, la préparation et la fabrication de gel restent très délicates, ce qui restreint leur utilisation. De plus, ce ne sont pas des dosimètres temps réel car le processus de lecture est réalisé en temps différé avec un temps de développement important.

## 1.4 Etat de l'art : Technologie SECURIDOSE

Le GaN est un matériau semi-conducteur à gap direct avec une large bande interdite (3,4 eV). Son rendement de radioluminescence est très important ( $10^5$  photons/MeV), et le durée de l'émission bande à bande est très court. Par ailleurs, le pic d'émission radiative bande à bande est très étroit centré sur l'énergie du gap. Ses excellentes caractéristiques optiques permettent de développer une sonde dosimétrique miniaturisée, basée sur la transduction radioluminescente. La figure 1.20 montre une sonde GaN réalisée pour la radiothérapie externe, où le cristal du GaN est sous forme d'un parallélépipède de  $0,3 \times 0,3 \times 1$  mm<sup>3</sup> couplé avec une fibre de 370 µm de diamètre. Le cristal est incorporé dans un cathéter de 0,9

mm de diamètre externe.



FIGURE 1.21 – Sonde dosimétrique GaN développée pour la radiothérapie externe [7].

Le tableau 1.1 présente une comparaison des rendements de transduction sous irradiation de différents matériaux couramment utilisés pour la dosimétrie en radiothérapie externe. La densité de porteurs créée par Gray (qui est un bon indicateur du rendement de transduction) est directement liée à l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trous et à la densité du matériau. Nous pouvons remarquer que la densité de porteurs créée dans le GaN est proche de celle dans le silicium. Cela permet de mettre en œuvre des transducteurs miniatures ( $V < 0,1 \text{ mm}^3$ ) dans les sondes dosimétriques GaN.

	Si diodes	MOSFET	GaN	$\text{Al}_2\text{O}_3$ (OSL)	BCF-60	NaI
Densité de porteurs / / paires $\cdot \text{Gy} \cdot \text{cm}^3$	$4 \times 10^{15}$	$4 \times 10^{15}$	$4 \times 10^{15}$	$5 \times 10^{14}$	-	$2 \times 10^{15}$
Rendement de luminescences / photons/MeV	$3 \times 10^5$	$6 \times 10^5$	$10^5$	$2 \times 10^4$	$7 \times 10^3$	$5 \times 10^4$

TABLE 1.1 – Densité de porteurs créés par Gray et rendement de luminescence de différents matériaux d'intérêts dosimétrique.

Il est intéressant d'utiliser un cristal de GaN fortement dopé (typiquement  $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) pour augmenter la probabilité de recombinaison radiative par des transitions bande-à-bande [113]. La réponse dosimétrique du GaN est linéaire sur une large plage de doses (testée jusqu'à 90 Gy sans perte de linéarité sur faisceau de photons 6 MV issu d'un CLINAC 2100 C/D), sans dépendance ni au débit de dose (avec les débits de doses utilisés en routine clinique), ni à l'angle d'incidence du faisceau [7].

### 1.4.1 Positionnement de la transduction par radioluminescence du GaN par rapport aux autres technologies

La dosimétrie par RL du GaN constitue une approche technologique particulièrement intéressante pour la dosimétrie. Comparé avec la chambre d'ionisation, le dosimètre à base du GaN peut être mis en œuvre avec un très faible volume de transduction pour des mesures ponctuelles, avec une meilleure résolution spatiale. De plus, le dosimètre GaN n'est pas polarisé contrairement aux chambres d'ionisation qui nécessitent des polarisations de plusieurs centaines de volts.

Par rapport aux dosimètres à base de matériaux scintillants (TLD/OSL/fibre scintillante), il offre un meilleur rendement de luminescence, comme cela a été présenté dans le tableau 1.1. La plage de la linéarité du dosimètre GaN est plus importante par rapport à celle des dosimètres TLD/OSL. La réponse de RL spontanée du GaN permet une détection temps réel alors que les transducteurs TLD/OSLD exigent une stimulation des dosimètres *a posteriori* pour l'acquisition de données. Bien qu'il existe d'autres systèmes capables de réaliser la dosimétrie en temps réel en exploitant le signal RL du cristal  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ , ces systèmes exigent une synchronisation sur le signal d'irradiation et une compensation de la réponse en fonction du débit de dose [114].

Les tensions appliquées sur les chambres d'ionisation rendent impossible leur utilisation en dosimétrie *in vivo*. Les films, les gels dosimétriques, et les dosimètres TLDs ne sont pas utilisables pour une dosimétrie en temps réel, la lecture étant réalisée en temps différé. Le dosimètre diamant est considéré onéreux [115] et la courte durée de vie du MOSFET induit un coût d'exploitation important à long terme.

Ces différentes limitations montrent l'intérêt de la technologie GaN et notamment en termes de linéarité de réponse comme illustré sur la figure 1.22.

Cependant, une difficulté pour le dosimètre GaN est que d'un point de vue dosimétrique, il n'est pas équivalent à l'eau comme le montre la figure 1.23. Le coefficient d'atténuation du GaN est beaucoup plus important que celui de l'eau pour les photons de basse énergie, à cause de la différence importante de section efficace pour l'effet photoélectrique. Cette différence de réponse en fonction de l'énergie introduit une variation de la réponse entre le GaN et l'eau, appelée dépendance en énergie du GaN. Cette dépendance en énergie du GaN sera plus prononcée par rapport aux matériaux d'intérêt dosimétrique que nous avons présenté jusqu'ici. Cependant, il faut aussi noter que l'équivalence à l'eau nécessite

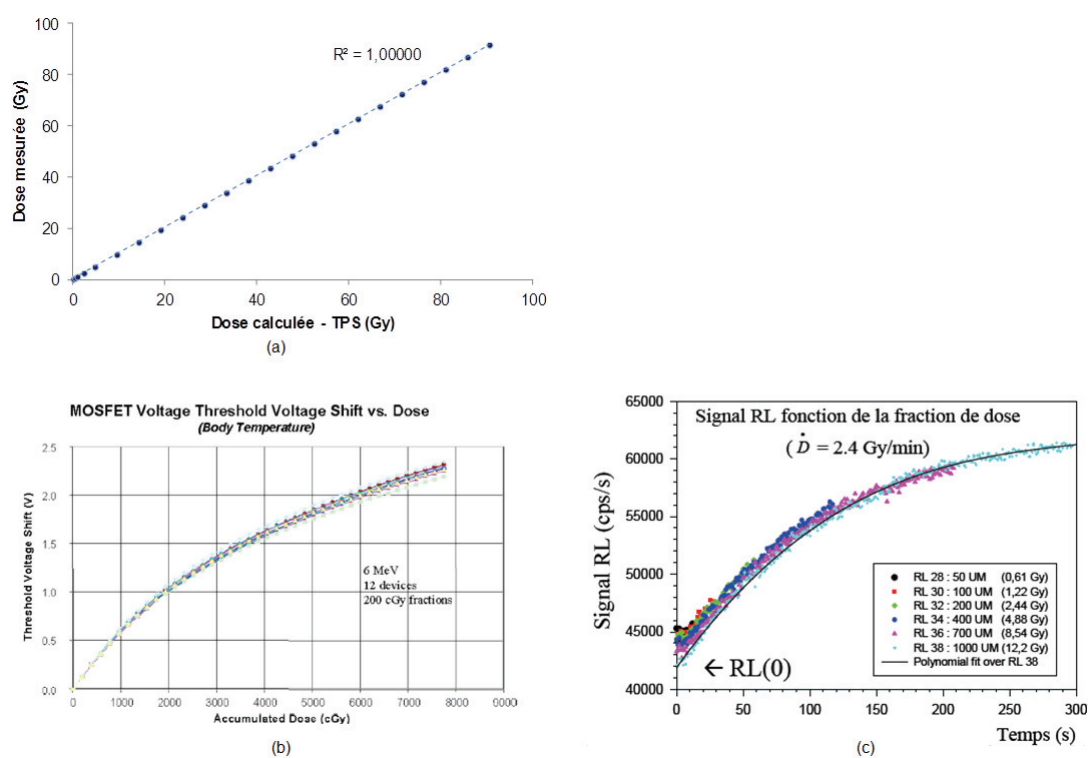


FIGURE 1.22 – linéarité de réponse de la réponse dosimétrique en radiothérapie externe (photon 6 MV) a) du dosimètre GaN ; b) du dosimètre MOSFET ; et c) du dosimètre temps réel Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : C [89].

un matériau de faible numéro atomique, ce qui implique une moindre interaction rayonnement-matière et limite la possibilité de miniaturiser le transducteur.

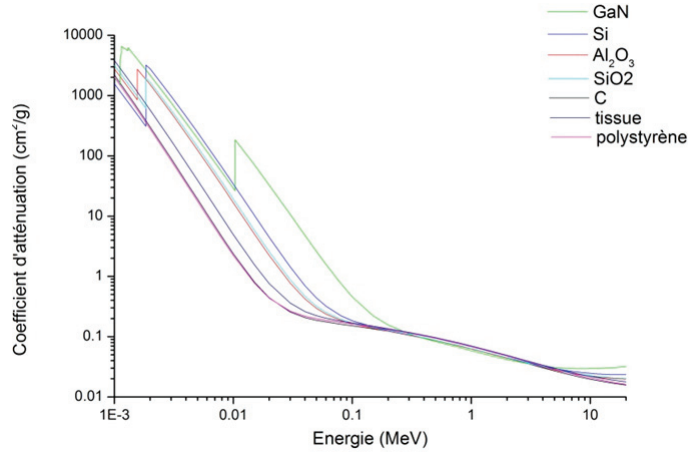


FIGURE 1.23 – Coefficients d’atténuations massiques de différents matériaux d’intérêt dosimétrique.

#### 1.4.1.1 Contribution de la fibre

Comme pour tous les dosimètres à fibre optique, le signal collecté comprend le signal de radioluminescence du cristal GaN auquel se superpose un signal parasite de luminescence de la fibre optique, appelé “stem effect”. Beddar a montré que pour une fibre en silice fondue irradiée par des électrons de 6 MeV et 12 MeV, ce signal parasite provient principalement de l’effet Čerenkov [116]. Il a évalué l’intensité d’émission de la fibre en fonction de l’angle d’incidence du faisceau et il a observé que l’intensité est maximale pour l’angle d’émission de l’effet Čerenkov  $\theta$ . L’angle d’émission de Čerenkov est directement lié à la vitesse de la particule chargée dans le milieu. Il est défini par :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad (1.19)$$

où  $\beta$  est le rapport entre la vitesse de la particule chargée et celle de la lumière dans le milieu et  $n$  est l’indice de réfraction dans le milieu. Nous avons utilisé une fibre optique composée de silice où la vitesse minimale d’électrons pour avoir de l’interaction Čerenkov, est de  $2 \times 10^8$  m/s, ce qui correspond à une énergie

cinétique de 175 keV. L'énergie moyenne des photons émis par une source  $^{192}\text{Ir}$  est de 398 keV et il y a une forte probabilité d'avoir des électrons secondaires dont l'énergie cinétique est supérieure au seuil de 175 keV pour l'effet Čerenkov.

Ainsi, l'émission de luminescence résultant de l'irradiation de la fibre dépend principalement du type de fibre optique, du type d'irradiation, de la configuration géométrique et de l'énergie du faisceau [117]. Il existe essentiellement quatre méthodes pour différencier le signal de radioluminescence du transducteur de la luminescence parasite de la fibre optique.

Une méthode proposée par de Boer et al. [118] met en œuvre un filtrage passe bande du signal optique sur le support spectral du signal de radioluminescence. Il est à noter comme l'ont montré Clift et al. que les filtres interférentiels utilisés atténuent significativement le signal utile [119]. Il peut s'avérer, dans certains cas, que le volume de fibre irradié est tellement important que la contribution parasite dans la bande spectrale d'émission du matériau sensible reste significative. Dans ce cas, le filtrage passe-bande n'est pas suffisant. Il est alors possible d'utiliser une méthode différentielle.

Une mesure différentielle peut être réalisée en utilisant deux fibres optiques [120, 121, 122], la fibre de référence étant identique à la fibre de mesure mais sans scintillateur à son extrémité, appelé "fibre nue". La fibre de référence permet de mesurer la luminescence parasite émise par la fibre et de la retrancher du signal émis par la sonde. L'inconvénient de cette approche est que le dosimètre comprend deux fibres optiques ce qui augmente son encombrement.

Une deuxième approche différentielle mise en œuvre dans le domaine temporel a été proposée pour la radiothérapie externe [87]. Elle exploite le caractère pulsé du faisceau émis par le LINAC. Elle est applicable si les durées de décroissance des luminescences de la fibre et du transducteur radioluminescent sont différentes. Ces deux composantes peuvent dès lors être estimées sur des fenêtres temporelles différentes. Cependant, cette méthode n'est pas applicable aux sondes GaN car les temps de décroissance de la radioluminescence du GaN et l'émission Čerenkov de la fibre sont du même ordre de grandeur.

Une autre approche différentielle consiste à mesurer le signal sur deux bandes spectrales distinctes, dont l'une correspond à la bande spectrale de radioluminescence du transducteur [123, 124]. En supposant que le spectre de luminescence de la fibre optique ne dépend pas des conditions d'irradiations (pour un type d'irradiation donné), la mesure du signal émis par la fibre dans une bande spectrale de référence permet d'estimer la contribution de la fibre dans la bande spectrale

utile (où se situe la radioluminescence du transducteur). Cette contribution peut ainsi être retranchée pour isoler le signal utile. Cette approche sera décrite plus en détail dans la partie suivante.

Comme la contribution de la fibre dépend du type d'irradiation, il convient de choisir pour chaque type de traitement (radiothérapie externe, curiethérapie) la méthode la mieux adaptée pour traiter la luminescence parasite de la fibre optique.

#### 1.4.1.2 Système dosimétrique basé sur la radioluminescence du GaN

L'INL a conçu un système dosimétrique pour la radiothérapie externe. L'objectif était de réaliser des mesures en temps réel de la dose déposée dans le volume cible ou au niveau d'un organe à risque. Ce système appelé SECURIDOSE est illustré schématiquement sur la figure 1.24.

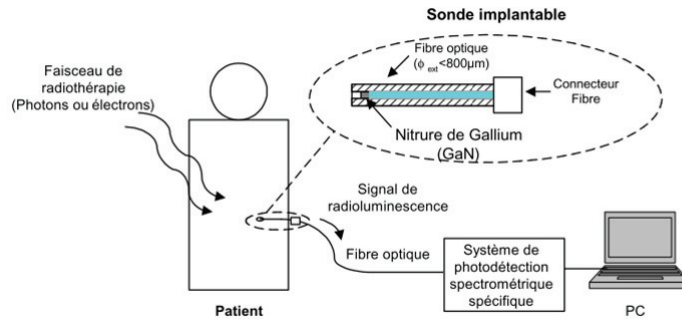


FIGURE 1.24 – Système dosimétrique basé sur la RL du GaN pour la radiothérapie externe [9].

Il est composé d'une sonde dosimétrique GaN reliée par une fibre optique à un module de photodétection spectrométrique, celui-ci étant connecté à un PC pour le traitement des données. La contribution de la fibre optique varie avec la configuration d'irradiation (la taille du champ, l'orientation de la fibre optique dans le champ) et peut devenir significative par rapport au signal du GaN pour certains types de traitement [7]. La figure 1.25 montre le spectre du signal en entrée du module de photodétection. Il correspond à la superposition de deux composantes, l'une à bande étroite provenant de la radioluminescence du GaN et l'autre à large bande provenant de l'émission parasite de la fibre. Le spectre de luminescence de la fibre optique a été obtenu en irradiant une sonde nue dans

un champ donné. La luminescence parasite de la fibre optique a donc été traitée en utilisant une approche différentielle sur deux canaux spectraux. Le module de photodétection spectrométrique met en œuvre un module photomultiplicateur multi-anode associé à un réseau de diffraction. L'analyse du signal détecté est réalisée sur deux canaux spectraux : le premier canal (CH1) est centré sur 375 nm, où se situe le pic d'émission de RL du GaN (3,4 eV) et contient à la fois une contribution de la fibre et du cristal GaN, alors que le deuxième canal (CH2) est centré sur 345 nm et ne contient que la contribution de la fibre. On considère que la forme du spectre d'émission de la fibre optique ne varie pas significativement en fonction de la longueur de fibre irradiée. Le rapport des contributions de la fibre dans les deux canaux est considéré constant en première approximation, sans dépendance de la taille du champ, ni la profondeur de la sonde. Cette constante,  $\alpha$ , peut être déterminée avec une sonde nue comme cela apparaît sur la figure 1.25b. Ensuite, la contribution du GaN peut être estimée par la mesure dans le canal CH1 à laquelle on aura retranché la contribution de la fibre estimée dans le canal CH2, multiplié par le facteur  $\alpha$ .

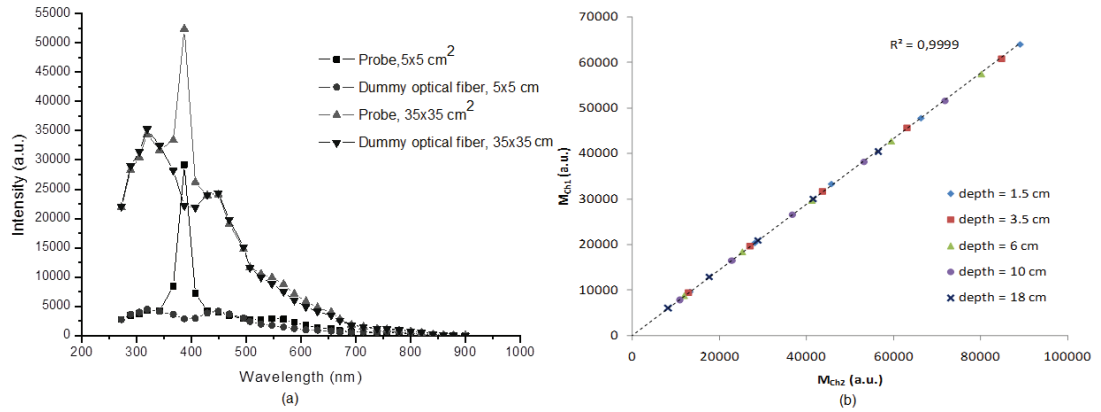


FIGURE 1.25 – a) Spectre du signal de luminescence pour une fibre nue et pour une sonde GaN b) ratio des contributions du signal de luminescence d'une fibre nue dans les canaux CH1 et CH2 respectivement [7].

En radiothérapie externe, l'irradiation est délivrée de manière pulsée avec un rapport cyclique très faible (tirs de 5  $\mu$ s répétés avec des fréquences de plusieurs millisecondes). Pour optimiser le rapport signal sur bruit de mesure, le système de photodétection mis en œuvre a une grande bande passante ( $> 1$  MHz) et l'acquisition du signal détecté est réalisée sur une fenêtre temporelle de 10  $\mu$ s



synchronisée sur les tirs du LINAC, ce qui permet de retrancher la lumière ambiante et de limiter la contribution du bruit.

Une fois le signal parasite de la fibre optique soustrait, il est possible d'établir un coefficient de calibration dans des conditions d'irradiations de référence, qui permette de passer du signal de radioluminescence du GaN à la dose déposée dans le cristal.

## 1.4.2 Simulations Monte Carlo pour le transport des particules

Afin de caractériser la dépendance en énergie du GaN sous différentes conditions d'irradiation, nous avons utilisé des outils de simulations Monte Carlo. C'est pourquoi, nous terminons ce chapitre par un rapide rappel sur le principe des simulations Monte Carlo puis une brève présentation du code PENELOPE utilisé.

### 1.4.2.1 Principe des simulations Monte Carlo

Les simulations Monte Carlo modélisent la trajectoire d'une particule par une séquence aléatoire de parcours dans le milieu avec une interaction à la fin de chaque parcours élémentaire. Cette interaction peut soit être à l'origine d'un changement de direction, d'un dépôt d'énergie et/ou soit produire des particules secondaires. Les interactions associées aux particules primaires et secondaires s'appuient sur des modèles physiques et utilisent les sections efficaces différentielles des matériaux. Ces sections déterminent la densité de probabilité des variables aléatoires qui caractérisent cette interaction, c'est-à-dire, le libre parcours entre la position précédente et la position d'interaction, le type d'interaction, l'état de la particule à la fin de l'interaction (direction de déplacement, énergie) et potentiellement l'état de la particule secondaire générée au cours de cette interaction. Un tirage aléatoire ("sampling") est réalisé pour chacune de ces variables aléatoires conformément aux densités de probabilité liées à cette interaction. Si le nombre de tirages aléatoires est assez important, une quantité d'intérêt  $X$ , peut être estimée par la moyenne sur l'ensemble des particules primaires simulées  $\bar{X}$ , ce qui s'écrit :

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \quad (1.20)$$

où  $X_i$  est la valeur estimée pour chaque particule primaire  $i$ , et  $N$  correspond au nombre total des particules primaires (chaque particule primaire correspond à une histoire primaire). Dans la simulation, la quantité d'intérêt associée à chaque histoire est considérée comme une variable aléatoire indépendante des autres histoires. Par conséquent, conformément au théorème central limite, la variable  $\bar{X}$  suit une loi normale. L'incertitude statistique associée est définie par l'écart type de cette variable :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i^2 - \bar{X}^2 \right)} \quad (1.21)$$

Dans ce travail, les incertitudes statistiques sur les quantités évaluées par simulation MC sont définies à  $2\sigma$  (sauf mentionner contraire), ce qui correspond à un intervalle de confiance de 95%, si l'incertitude statistique n'est pas déclarée explicitement.

### 1.4.3 PENELOPE

Dans le domaine de la physique médicale, il existe de nombreux codes MC disponibles comme cela apparaît sur le figure 1.26, dont les plus utilisés sont EGSnrc, Geant4, MCNPX et PENELOPE [125, 126, 127, 128].

Table 1  
A list of Monte Carlo radiation transport codes

Code	Particle	Medium	Energy range <sup>a</sup>	Reference
ETRAN	e <sup>-</sup> and photon	All	10 keV–1 GeV	Berger and Seltzer (1973)
EGS4	e <sup>-</sup> and photon	All	10 keV–1 GeV	Nelson et al. (1985)
FLUKA	p,n, meson	All	1 keV–GeV	Fasso et al. (2005)
GEANT4	p,n, meson	All	250 eV–GeV	Agostinelli et al. (2003)
MCEP	e <sup>-</sup> photon	All	1 keV–30 MeV	Uehara (1986)
MCNP5	n, photon, e <sup>-</sup>	All	See ref.	Goorley et al. (2003)
MCNPX	n, light ions	All	See ref.	Hendricks et al. (2005)
PENELOPE	e <sup>-</sup> and e <sup>+</sup>	All	100 eV–1 GeV	Salvat et al. (2003)
PHITS	HZE	All	MeV–GeV	Iwase et al. (2002)
PEREGRINE	e <sup>-</sup> and photon	All	Therapy beams	Hartmann Siantar and Moses (1998)
PTRAN	Protons	Water	<250 MeV	Berger (1993)
SRIM	All ions	All	keV–2 GeV/u	Ziegler et al. (2003)
SHIELD-HIT	1 < Z < 10	All	1 MeV/u–1 TeV/u	Gudowska et al. (2004)

<sup>a</sup>These parameters may change as the codes are in continuous state of evolution and improvement. Readers should see the URL for the codes listed in the reference list.

FIGURE 1.26 – Liste des codes Monte Carlo de transport des particules [129].

Geant4 et MCNPX sont deux codes génériques, qui peuvent simuler de nombreux types de particules avec plusieurs modèles de processus d'interaction. EGSnrc et PENELOPE sont deux codes spécifiques pour les interactions électron-

magnétiques des photons et des électrons/positons de basse énergies.

Faddegon a comparé des simulations PENELOPE, EGSnrc et Geant4 pour des électrons de 13 MeV et 20 MeV, avec une mesure de la distribution angulaire des électrons diffusés [130]. Il a montré que PENELOPE et EGSnrc donnent des résultats cohérents avec la mesure (écart  $< 0,2\%$ ). Par contre, Geant4 (dans sa version 4.9.2) surestime l'angle caractéristique de déflexion notamment pour les matériaux de faible numéro atomique.

Pour ce travail de thèse, nous avons utilisé le code PENELOPE d'une part parce qu'il est bien adapté pour notre application et d'autre part parce que nos travaux s'appuient, dans le cadre d'une collaboration, sur des travaux réalisés avec ce code par A. Ahnesjö et K. Eklund sur des dosimètres à diode [43]. Comme PENELOPE est un code optimisé pour la physique médicale, les modèles d'interaction et les méthodes de réduction de variance ont été validés par plusieurs études [130, 131]. Nous avons utilisé les versions 2008 et 2011 du code PENELOPE au cours de cette thèse (il existe assez peu de différences entre ces deux versions<sup>1</sup> du code). La structure du code PENELOPE 2011 est présentée en Annexe A. Les simulations ont été réalisées en mode batch, au Centre de Calcul de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (CC-IN2P3)<sup>2</sup>. Le détail de la simulation sur la grille de calcul est décrit en Annexe B.

## 1.5 Conclusion du chapitre

Nous avons montré dans ce chapitre qu'il existe, pour les modalités avancées de radiothérapies externes (RCMI, radiothérapie stéréotaxique) et de curiethérapie (HDR), différents défis tant en termes d'assurance qualité que de dosimétrie *in vivo*, défis auxquels les technologies actuelles de dosimétrie ne permettent pas de répondre complètement.

La dosimétrie basée sur la radioluminescence du GaN qui a été introduite récemment a des propriétés intéressantes pour adresser certains de ces défis du fait notamment de sa réponse en temps réel, de son bon rendement de transduction (qui permet de miniaturiser le transducteur pour des mesures ponctuelles), de la faible dépendance à l'angle d'irradiation et au débit de dose et de sa grande robustesse vis-à-vis de l'irradiation. Néanmoins, le GaN n'est pas équivalent à

---

1. <http://www.oecd-neo.org/tools/abstract/detail/nea-1525>

2. <http://cc.in2p3.fr>

l'eau d'un point de vue dosimétrique et sa réponse doit être compensée.

C'est pourquoi, dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons poursuivi les travaux préliminaires initiés sur le GaN et nous nous sommes focalisés plus particulièrement sur l'étude de sa réponse dosimétrique pour la radiothérapie externe et la curiethérapie HDR.

Nous présenterons dans les chapitres qui suivent les travaux réalisés sur la modélisation, la simulation et la caractérisation de cette réponse dosimétrique. Les travaux présentés dans les chapitres 3 et 4 s'appliqueront à la radiothérapie externe, alors que ceux décrits dans le chapitre 5 adressent les défis liés à la curiethérapie HDR.



## Chapitre 2

# Modélisation de la réponse des transducteurs GaN en radiothérapie externe

### 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, les travaux présentés portent sur la modélisation de la réponse du transducteur GaN en dosimétrie pour la radiothérapie externe.

Comme mentionné précédemment, les caractéristiques avantageuses des dosimètres à base de GaN sont nombreuses. Néanmoins, comme la plupart des autres dosimètres état solide, la réponse dosimétrique du GaN n'est pas équivalente à celle des tissus biologiques et montre une forte dépendance en fonction du spectre énergétique local du faisceau d'irradiation. Ce dernier dépend notamment de la qualité du faisceau, de la configuration du collimateur et de la localisation du point de mesure dans le patient (ou dans le fantôme). Pour limiter la dépendance énergétique des dosimètres semi-conducteurs, ceux-ci sont fréquemment encapsulés avec des matériaux qui absorbent les photons de basses énergies et filtrent ainsi le spectre [132, 133]. Il existe dans la littérature de nombreuses études de caractérisation de dosimètres commerciaux encapsulés [134, 135, 136, 137]. Par contre, nous n'avons trouvé que très peu de publications sur la conception et l'optimisation de l'encapsulation [138], étapes qui sont gardées confidentielles par les industriels. Cette approche trouve ses limites notamment pour les petits champs d'irradiation pour lesquels il a été montré récemment que les diodes non filtrées donnent une meilleure réponse dosimétrique [44, 139], comme le montre la figure

## 2.1.

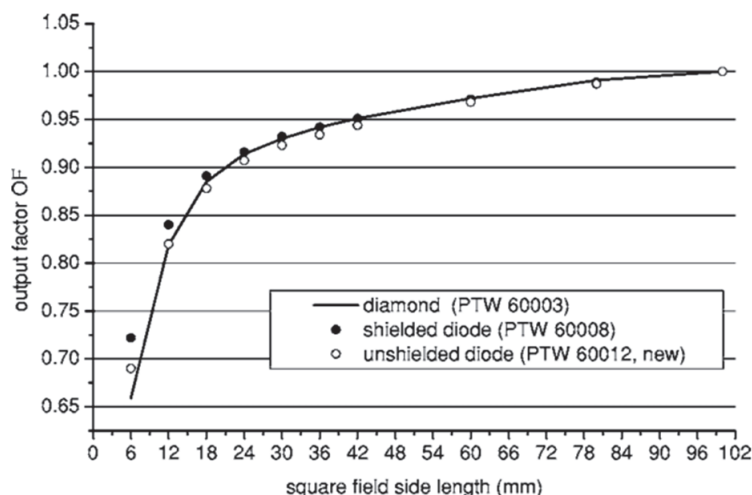


FIGURE 2.1 – Facteur d’ouverture du champ mesuré par deux dosimètres à diode en silicium avec ou sans encapsulation (PTW 60008 et 60012), irradié par un faisceau de 6MV (Siemens Mevatron KD-2), comparé avec le mesure d’un dosimètre diamant (PTW 60003) [44].

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons exploré trois approches différentes pour remonter à la dose au tissu à partir du signal de radioluminescence du GaN, sans mise en œuvre d’une quelconque filtration du spectre d’irradiation. L’absence d’encapsulation permet une miniaturisation optimale du dosimètre, notamment si celui-ci doit être implanté. Le travail de compensation concerne la réponse du GaN sous faisceau de photons, parce que les variations de réponse pour ce type d’irradiation sont plus prononcées que les variations observées sous faisceau d’électrons [140] présentées sur la figure 2.2.

La première approche s’appuie sur une caractérisation expérimentale de la sur-réponse du GaN. Les résultats obtenus ont permis de construire un modèle utilisé pour calculer, à partir des paramètres d’irradiation, le coefficient de compensation à appliquer sur les mesures de radioluminescence du GaN pour remonter à la dose déposée dans l’eau.

La deuxième approche permet de calculer la réponse du GaN en s’appuyant sur un calcul de dose basé sur la théorie des cavités modifiée proposée par Eklund et Ahnesjö [43]. Elle utilise d’une part la réponse du GaN à des faisceaux mono-énergétiques et d’autre part le spectre local d’irradiation calculé par convolution d’un noyau de faisceaux en “pinceaux” (désigné par “Pencil Beam Kernel”).

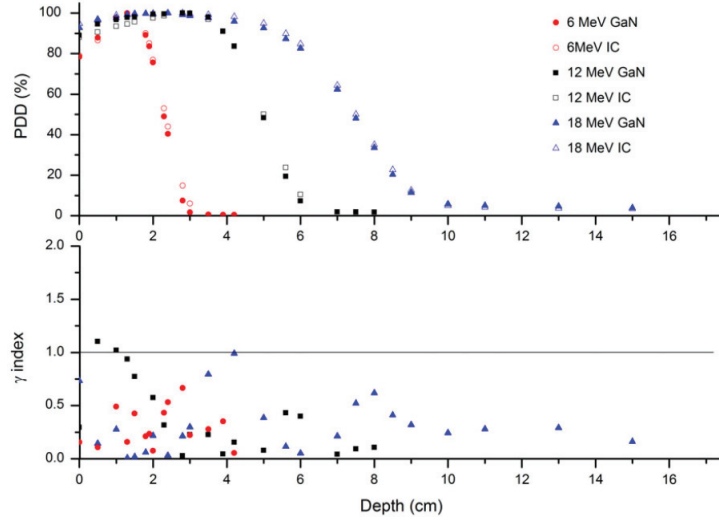


FIGURE 2.2 – Rendements de profondeur mesurés par la sonde GaN comparés avec ceux mesurés par une chambre parallèle-plate sous faisceaux d’électrons de trois énergies [140].

La troisième approche propose de développer un nouveau type de dosimètre bi-média qui permet de remonter à la dose dans l’eau à partir des réponses dosimétriques de deux transducteurs non-équivalents tissus (qui diffèrent par leurs réponses dosimétriques). Cette approche sera présentée dans le chapitre 3.

Nous allons maintenant présenter successivement et en détail, chacune de ces deux premières approches.

## 2.2 Modélisation empirique basée sur la séparation des contributions primaire et diffusée

### 2.2.1 Facteur de diffusé et facteur de réponse

Cette approche s’appuie sur une évaluation des composantes du signal de radioluminescence du GaN résultant d’une part du faisceau primaire et d’autre part du faisceau diffusé. Elle s’appuie également sur la technique de calcul de dose pour les champs irréguliers, proposée par Cunningham et al. [141].

On fait ici l’hypothèse que le signal de radioluminescence instantané émis par le GaN est proportionnel au débit de dose. Avec cette hypothèse, la différence de



réponse dosimétrique entre le transducteur GaN et le tissu (souvent assimilé à de l'eau, son constituant principal) dépend des propriétés de ces matériaux (numéro atomique, coefficient d'absorption énergétique, pouvoir d'arrêt, etc.) et du spectre local d'irradiation.

Le spectre local comprend une composante primaire qui, pour une énergie cinétique d'électron donnée, dépend principalement du système de collimation, (comme par exemple la géométrie du collimateur primaire et du filtre égalisateur), et peu du volume diffusé [142]. En conséquence, pour une qualité de faisceau donnée, la réponse dosimétrique du GaN à la composante primaire du faisceau peut être considérée comme proportionnelle à celle du tissu. D'autre part, la composante diffusée du faisceau dépend principalement du volume diffusé, et notamment, du champ d'irradiation  $A$  (taille et forme) et de la position  $\mathbf{r}$  du transducteur GaN dans le volume irradié (position dans le champ et profondeur d'implantation).

Ainsi, il est intéressant d'évaluer séparément la réponse dosimétrique du transducteur GaN à chacune de ces deux composantes sachant qu'il est ensuite possible de remonter à la dose totale en sommant ces deux composantes.

Pour quantifier la contribution relative de ces deux composantes dans le milieu d'intérêt (qu'il s'agisse du GaN ou du tissu modélisé ici par de l'eau), il est intéressant de définir le facteur de diffusé  $SF$  défini comme le ratio de la composante diffusée sur la composante primaire, ce qui s'écrit :

$$SF_w(A, \mathbf{r}) = \frac{D_w^{\text{diff}}(A, \mathbf{r})}{D_w^{\text{pr}}(A, \mathbf{r})} \quad (2.1)$$

$$SF_{\text{GaN}}(A, \mathbf{r}) = \frac{D_{\text{GaN}}^{\text{diff}}(A, \mathbf{r})}{D_{\text{GaN}}^{\text{pr}}(A, \mathbf{r})} \quad (2.2)$$

où  $D_x^{\text{diff}}(A, \mathbf{r})$  et  $D_x^{\text{pr}}(A, \mathbf{r})$  correspondent respectivement aux composantes primaire et diffusée de la dose dans le milieu, les indices “w” et “GaN” faisant référence respectivement à l'eau et au transducteur GaN. Le facteur de diffusé dépend, comme cela a été noté précédemment pour la composante diffusée, du champ d'irradiation et de la position de la cavité dans le volume irradié. Comme la dose totale dans le milieu est la somme des doses primaire et diffusée, il en résulte que :

$$D_w(A, \mathbf{r}) = D_w^{\text{pr}}(1 + SF_w(A, \mathbf{r})) \quad (2.3)$$

$$D_{\text{GaN}}(A, \mathbf{r}) = D_{\text{GaN}}^{\text{pr}}(1 + SF_{\text{GaN}}(A, \mathbf{r})) \quad (2.4)$$

On définit également le facteur de réponse [43] comme le rapport entre la dose dans le transducteur GaN,  $D_{\text{GaN}}(A, \mathbf{r})$ , et la dose dans l'eau  $D_{\text{w}}(A, \mathbf{r})$  :

$$\text{RF}_{\text{w}}^{\text{GaN}}(A, \mathbf{r}) = \left( \frac{D_{\text{GaN}}(A, \mathbf{r})}{D_{\text{w}}(A, \mathbf{r})} \right) / \left( \frac{D_{\text{GaN}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}})}{D_{\text{w}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}})} \right) \quad (2.5)$$

où  $A_{\text{ref}}$  et  $\mathbf{r}_{\text{ref}}$  correspondent respectivement à un champ et une position de référence (conditions de référence). Ce facteur de réponse est essentiel pour l'étape de calibration du dosimètre puisqu'il servira à remonter à la dose dans le tissu à partir de la dose mesurée par le transducteur GaN. A noter que le rapport  $D_{\text{GaN}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}})/D_{\text{w}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}})$  est constant pour une énergie de faisceau donnée. Ce facteur de réponse peut aussi s'exprimer en fonction des facteurs de diffusé introduits précédemment, en utilisant les équations 2.3, 2.4 et 2.5, ce qui permet d'écrire :

$$\text{RF}_{\text{w}}^{\text{GaN}}(A, \mathbf{r}) = \left( \frac{D_{\text{GaN}}^{\text{pr}}(1 + SF_{\text{GaN}}(A, \mathbf{r}))}{D_{\text{w}}^{\text{pr}}(1 + SF_{\text{w}}(A, \mathbf{r}))} \right) / \left( \frac{D_{\text{GaN}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}})}{D_{\text{w}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}})} \right) \quad (2.6)$$

Le rapport des doses primaires peut être considéré comme quasi constant puisque dès que l'équilibre électronique (Charge Particle Equilibrium – CPE) latéral est établi, les spectres locaux d'électrons primaires et de photons primaires sont quasi indépendants des conditions d'irradiation pour une qualité de faisceau donnée. De ce fait, la variation du facteur de réponse  $\text{RF}_{\text{w}}^{\text{GaN}}$  en fonction des conditions d'irradiation est due principalement à la composante diffusée du faisceau, chaque milieu répondant différemment à cette composante.

Cependant, il n'est pas possible de déterminer expérimentalement les doses primaire et diffusée séparément, notamment pour les photons de haute énergie car le matériau nécessaire pour atteindre le CPE (build-up) pourrait introduire une atténuation significative et contribuer de ce fait à la composante diffusée [143]. Néanmoins, nous pouvons mesurer le facteur de réponse dans un petit champ qui remplisse les deux conditions suivantes :

- La taille du champ est suffisamment petite pour que la dose dans le transducteur résulte principalement de la composante primaire du faisceau. Cette condition garantit que le facteur de réponse mesuré ait un comportement proche du facteur de réponse primaire (pour une qualité de

faisceau donnée) ;

- La taille du champ est suffisamment grande pour que le CPE latéral soit atteint au point de mesure.

## 2.2.2 Caractérisation expérimentale du facteur de réponse du GaN

Dans un premier temps, nous avons mesuré le signal de radioluminescence du GaN sous un faisceau de photons dans un cas simple : le volume du fantôme de diffusion est constant, la position du détecteur GaN reste au centre du champ ( $x = 0$  cm,  $y = 0$  cm) et la forme du champ est carrée. Les différents paramètres qui varient lors de cette étude sont la profondeur d'implantation du transducteur GaN ( $z$ ), la taille du champ carré ( $A$ ) et l'énergie des photons incidents (6 MV et 18 MV), comme indiqué sur la figure 2.3.

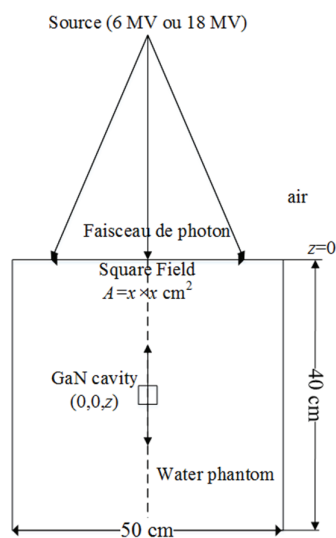


FIGURE 2.3 – Configuration géométrique de l'étude.

Une série de mesures de type Rapport Tissus-Maximum (RTM) a été effectuée pour deux énergies de faisceau (6 MV et 18 MV), où le détecteur de GaN est positionné à différentes profondeurs dans le fantôme de Polyméthacrylate de méthyle (PMMA). Des plaques de PMMA représentant une épaisseur de 10 cm sont placées en dessous du détecteur afin de créer un volume suffisant de rétro-diffusé. La profondeur du détecteur varie entre 0,5 cm et 20 cm. Une deuxième

série de mesures de RTM dans le même champ a été réalisée avec une chambre d'ionisation (PTW 31003  $V = 0,3 \text{ cm}^3$ ), avec le même protocole de mesure. Les deux séries de données ont été normalisées à  $d_{\max}$ . Les deux RTM sont comparés sur la figure 2.4. Nous avons choisi pour la mesure un champ de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  pour 6 MV et un champ de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  pour 18 MV pour la mesure. Le tableau 2.1 récapitule les principaux paramètres expérimentaux.

Matériel		
Equipement de traitement	LINAC Varian 2100 C/D	
Dosimètre étudié	Système dosimétrique à base de GaN	
Dosimètre de référence	Chambre : PTW 31003 0,3cm <sup>3</sup>	
Paramètres d'irradiation		
Faisceau	Photon 6 MV	Photon 18 MV
Tailles de champ	3 × 3 cm <sup>2</sup>	5 × 5 cm <sup>2</sup>
Position latérale	x=0, y=0	
Profondeur (z)	de 0,5 cm à 20 cm	de 0 cm à 18 cm

TABLE 2.1 – Matériels et conditions d'irradiation pour les mesures de RTM.

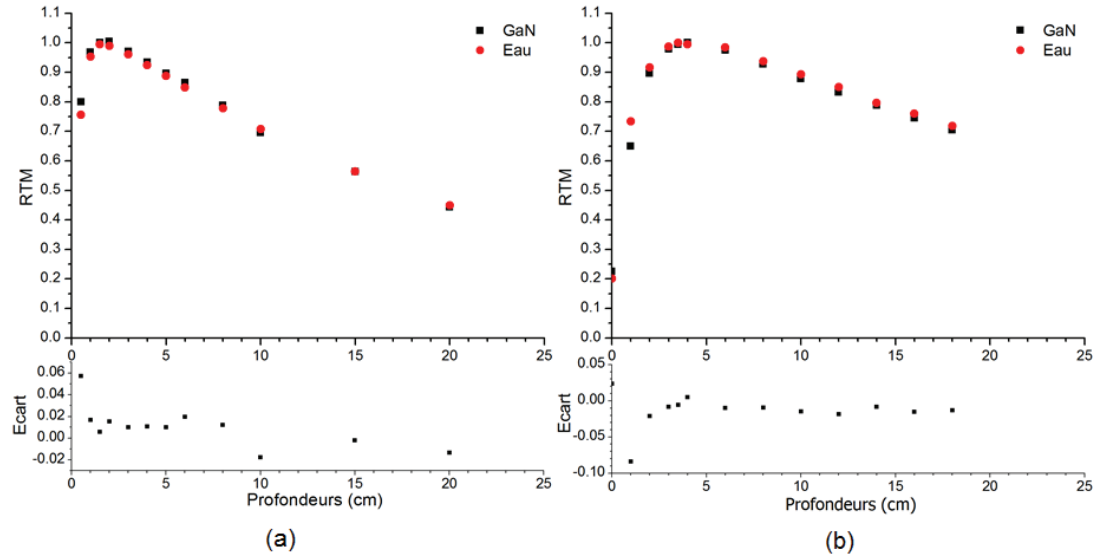


FIGURE 2.4 – RTM mesurés par radioluminescence du GaN et par une chambre d'ionisation pour des faisceaux a) de 6 MV dans un champ carré de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et b) de 18 MV dans un champ carré de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ .

Sur la figure 2.4, nous pouvons remarquer plusieurs points :

- A 0,5 cm, la différence entre les mesures avec le GaN et avec la CI s’élève à 5,7% pour 6 MV et à 8% pour 18 MV. Cela peut être dû à la sur-réponse du GaN aux électrons contaminants de faible énergie car cette profondeur se situe dans la région “build-up”. De plus, de petits écarts de profondeur dans la région de “build-up” peuvent introduire des différences de dose importantes en raison du fort gradient de dose dans cette région. Toutefois, nous nous intéressons à des mesures de dose in situ pour lesquelles la profondeur d’implantation se situe au-delà de  $d_{\max}$  et de ce fait, ces différences dans la région de “build-up” ne sont pas gênantes pour l’application visée.
- Si on ne prend pas en compte les mesures réalisées dans les régions de “build-up”, l’écart relatif entre les mesures avec le GaN et celles avec la chambre d’ionisation reste inférieur à 2% pour toutes les profondeurs. Cette observation indique que la variation du spectre local d’irradiation dans les champs de référence reste limitée pour les profondeurs d’implantation étudiées.
- Nous pouvons aussi remarquer que l’écart par rapport à la mesure de référence décroît avec la profondeur. Ce phénomène peut être expliqué par le durcissement du spectre du faisceau avec l’augmentation de la profondeur.

Comme la variation du facteur de réponse dans le champ  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  est faible pour 6 MV, on considère en première approximation, que la sur-réponse du GaN par rapport à l’eau dans ce champ de référence est constante en fonction de la profondeur. C’est également le cas pour le champ  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  pour 18 MV qui sera utilisé dans la suite comme champ de référence pour cette énergie.

Nous avons mesuré le signal de radioluminescence du GaN et la dose avec la chambre d’ionisation pour des tailles de champ carré compris entre  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  pour différentes profondeurs dans le fantôme PMMA. Les facteurs de réponse du GaN sont calculés en utilisant l’équation 2.5.

Pour une profondeur donnée, la figure 2.5 montre que le facteur de réponse est quasi-linéaire avec la taille du champ carré sur une plage de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  à  $25 \times 25 \text{ cm}^2$ . Nous n’avons à ce stade pas trouvé d’éléments théoriques pour expliquer cette linéarité (qui a été confirmée par des simulations Monte Carlo).

### 2.2.3 Modèle empirique du facteur de réponse du GaN

La linéarité du facteur de réponse en fonction de l’ouverture de champ pour une profondeur donnée permet de proposer un modèle empirique dans lequel les

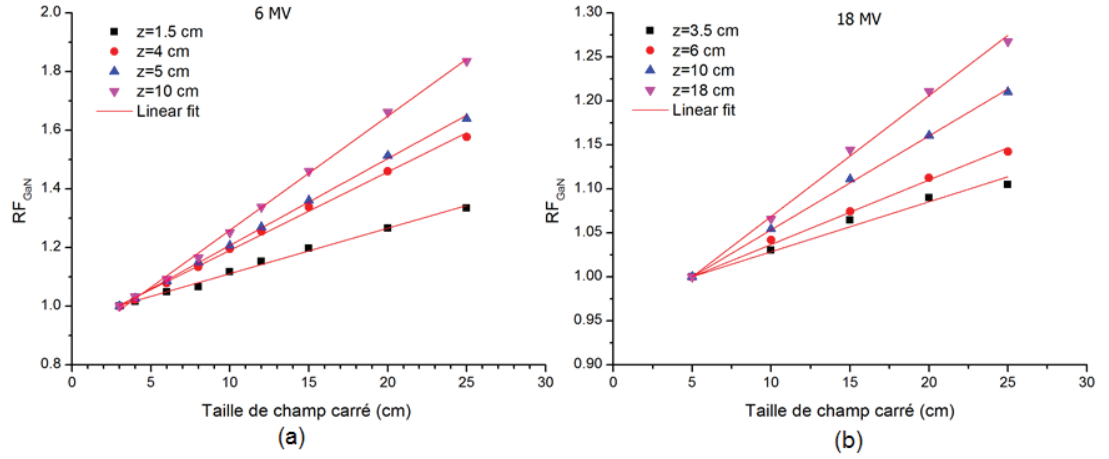


FIGURE 2.5 – Facteur de réponse du GaN en fonction de la taille du champ carré pour différentes profondeurs, et pour des énergies de faisceaux a) de 6 MV et b) de 18 MV.

effets de la profondeur de mesure ( $z$ ) et de la taille du champ ( $A$ ) sont séparés. Ainsi on peut écrire que :

$$RF_{\text{GaN}}(z, A) = 1 + k(z) \cdot (A - A_{\text{ref}}) \quad (2.7)$$

où le facteur  $k(z)$  est un paramètre qui dépend de la profondeur  $z$  où la mesure est réalisée, et  $A_{\text{ref}}$  correspond à la taille du champ carré de référence (définie pour chaque énergie de faisceau d'irradiation). La figure 2.6 représente  $k(z)$  en fonction de la profondeur pour les 2 énergies de faisceau étudiées. L'évolution de ce paramètre a été modélisée par un polynôme d'ordre 2 (meilleure approximation au sens des moindres carrés) sous la forme :

$$k(z) = B_1 + B_2 z + B_3 z^2 \quad (2.8)$$

Les valeurs de coefficients  $B_i$  de ce polynôme sont données dans le tableau 2.2 pour les deux énergies de faisceaux considérées et pour les qualités de faisceaux des LINAC utilisés.

## 2.2.4 Validation du modèle empirique

Afin de vérifier l'efficacité de la méthode proposée pour la correction de la réponse du GaN, des mesures RTM ont été réalisées dans un champ de  $17 \times 17 \text{ cm}^2$

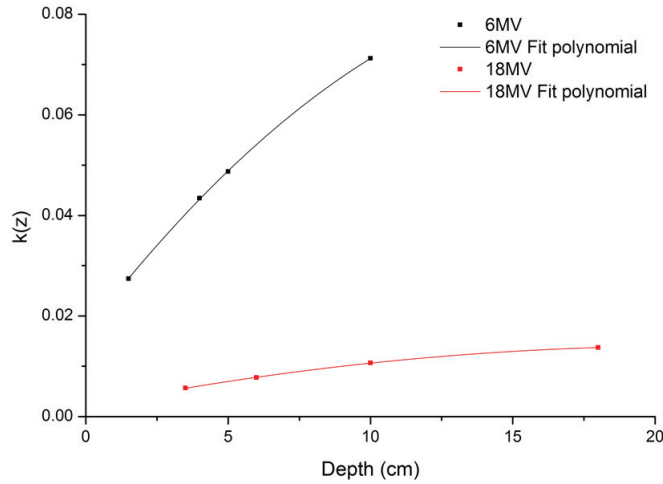


FIGURE 2.6 –  $k(z)$  tracé en fonction de profondeurs du dosimètre pour deux faisceaux, 6 MV et 18 MV.

	6 MV	18 MV
Indice de qualité du faisceau	0,663	0,782
$B_1$ (cm <sup>-1</sup> )	$-1,68 \times 10^{-2}$	$2,04 \times 10^{-3}$
$B_2$ (cm <sup>-2</sup> )	$7,38 \times 10^{-3}$	$1,12 \times 10^{-3}$
$B_3$ (cm <sup>-3</sup> )	$1,94379 \times 10^{-4}$	$-2,61052 \times 10^{-5}$
$A_{\text{ref}}$ (cm <sup>2</sup> )	$3 \times 3$	$5 \times 5$

TABLE 2.2 – paramètres de polynôme utilisés pour calculer  $k(z)$  pour des faisceaux de 6 MV et 18 MV

pour les faisceaux de 6 MV et 18 MV. Le dosimètre GaN et la chambre d'ionisation ont été placés au centre du champ. Dans un tel champ, il y a des variations significatives du spectre local d'irradiation en fonction de la profondeur  $z$ , ce qui introduit de fortes variations du facteur de réponse  $\text{RF}_{\text{GaN}}(z, 17 \times 17 \text{ cm}^2)$ . Les résultats des mesures de RTM pour 6 MV et 18 MV sont présentés sur la figure 2.7.

Pour le faisceau de 6 MV, l'écart entre la réponse du GaN sans compensation et celle de la chambre d'ionisation est supérieur à 4% pour toutes les profondeurs. Il peut atteindre jusqu'à 24% pour des profondeurs supérieures à 1,5 cm. Alors que cet écart est réduit à moins de 3% pour toutes les profondeurs après compensation. Pour le faisceau de 18 MV, la différence entre la réponse du GaN et les mesures de référence avec la chambre d'ionisation atteint à 9% à fortes profondeurs avant

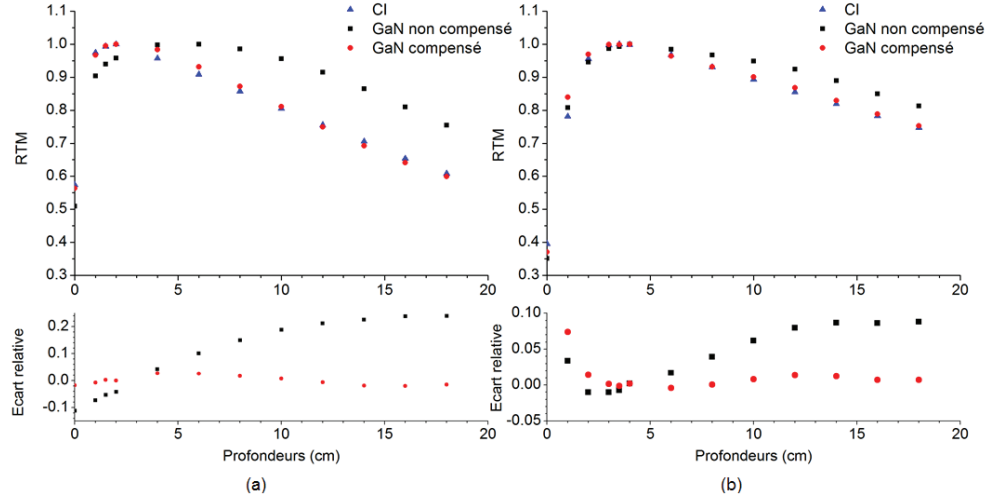


FIGURE 2.7 – Mesures de RTM avec le transducteur GaN avant et après compensation pour des faisceaux a) de 6 MV et b) de 18 MV dans un champ carré de  $17 \times 17 \text{ cm}^2$ . Les écarts relatifs sont donnés par rapport aux mesures de référence obtenues avec la chambre d'ionisation.

compensation. L'écart est ramené à moins de 2% après compensation.

## 2.2.5 Application du modèle empirique sur d'autres formes de champ

La caractérisation du facteur de réponse  $RF_{\text{GaN}}$  a été réalisée pour une série des tailles de champ carré avec des collimateurs orthogonaux. Pour calculer la sur-réponse GaN pour d'autres formes de champ, ces champs doivent être remplacés dans le modèle par le champ carré équivalent (Equivalent Square Field, ESQ). Le champ carré équivalent à des champs irréguliers [144] peut être calculé de différentes manières :

- A partir de valeurs tabulées pour des champs rectangulaires [145] ;
- En utilisant la formule de Sterling [146] ;
- En utilisant la somme de champs rectangulaires [147] ;
- En utilisant l'intégration de Clarkson [148].

Cependant, l'équivalence entre les champs irréguliers et les champs carrés est établie par des mesures avec une chambre d'ionisation. Il faut de ce fait vérifier si le champ carré équivalent reste valide pour des mesures avec le transducteur



GaN. Pour cela, nous avons comparé la réponse du GaN au centre d'un champ en forme de "T" et dans le champ carré équivalent pour un faisceau de 6 MV. Ce champ en forme de "T" est décrit sur la figure 2.8.

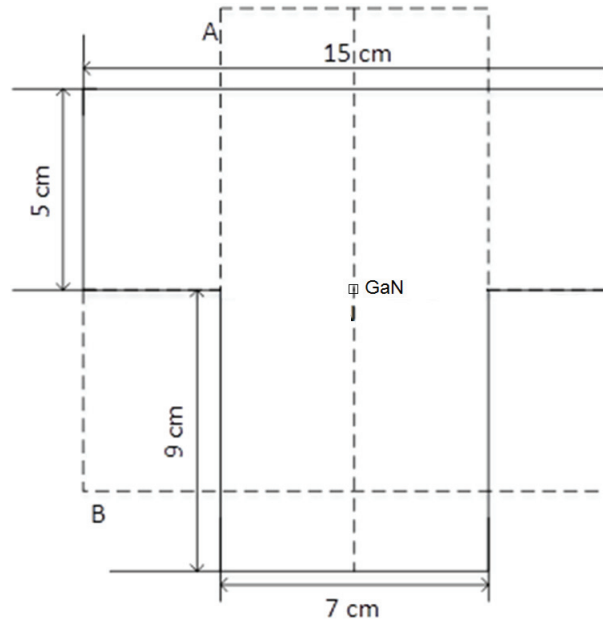


FIGURE 2.8 – Champ en forme de "T" utilisé.

Le calcul de champ carré équivalent a été réalisé en deux étapes. La contribution des diffusés au centre dû à ce champ résulte pour moitié de la contribution diffusée du champ rectangulaire A ( $10 \times 15 \text{ cm}^2$ ) et pour moitié de la contribution diffusée du champ rectangulaire B ( $18 \times 7 \text{ cm}^2$ ) [149]. On utilise ensuite la formule de Sterling [146] pour calculer les champs carrés équivalents aux deux champs rectangulaires A et B :

$$ESQ = \frac{2WL}{(W + L)} \quad (2.9)$$

où  $ESQ$  est la longueur du côté du champ carré équivalent ;  $W$  est la largeur du rectangle et  $L$  la longueur du rectangle. Dans notre cas, les deux champs carrés équivalents ont été estimés à  $10,08 \times 10,08 \text{ cm}^2$  et  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  respectivement pour les champs rectangulaires A et B. Ainsi, on obtient un champ carré équivalent de  $11 \times 11 \text{ cm}^2$ . Les réponses du GaN ont été mesurées à une profondeur de 5 cm dans l'axe d'un champ en "T" et d'un champ carré équivalent de  $11 \times 11 \text{ cm}^2$  : la

différence de dose mesurée dans ces deux champs est inférieure à 0,5%.

### 2.2.6 Discussions sur le modèle empirique du facteur de réponse du GaN

Comme le montre la figure 2.7, la réponse du transducteur GaN dans un grand champ d'irradiation s'écarte significativement de la mesure de dose réalisée avec une chambre d'ionisation et cela provient principalement du fait de la sur-réponse du GaN à la composante diffusée du faisceau. Le modèle proposé pour le facteur de réponse du GaN permet de compenser efficacement la sur-réponse du GaN. Il se base sur la séparation des contributions d'irradiation primaire et diffusée et nécessite de réaliser au préalable de nombreuses mesures sur l'axe et hors de l'axe, à différentes profondeurs et pour différentes tailles de champ carré. Il est à noter que la contribution primaire dans le volume de GaN dans un fantôme d'eau ne peut pas être évaluée directement par des mesures. Par conséquent, nous avons choisi des champs carrés de petite taille comme champs de référence pour chaque énergie de faisceau. Dans ces champs de référence, le RTM mesuré par le transducteur GaN est en accord avec celui mesuré avec la chambre d'ionisation (l'écart reste négligeable pour les deux énergies de faisceau étudiées), ce qui indique que la variation du spectre local d'irradiation en fonction de la profondeur du détecteur est petite. Cette variation de la sur-réponse du GaN dans le champ de référence en fonction de la profondeur a été négligée jusqu'ici. Il est intéressant de vérifier la validité de cette approximation. Pour cela, une simulation MC a été effectuée pour calculer la dose dans une cavité d'eau et dans une cavité de GaN irradiées par un champ de photons de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ . Le spectre du faisceau 6 MV du Clinac Varian 2100 C/D a été modélisé conformément à celui décrit par Sheikh-Bagheri et Rogers [150]. La divergence du faisceau n'a pas été modélisée et un faisceau parallèle a été utilisé. Les doses sont normalisées par la dose maximale à  $z = z_{\text{max}} = 1,5 \text{ cm}$ , la profondeur où la dose maximale de l'eau/du GaN est observée. L'écart relatif  $\epsilon_{\text{w}}^{\text{GaN}}$  a été calculé en utilisant la formule :

$$\epsilon_{\text{w}}^{\text{GaN}} = \frac{D_{\text{GaN}}^{\text{norm}}(z) - D_{\text{w}}^{\text{norm}}(z)}{D_{\text{GaN}}^{\text{norm}}(z)} \quad (2.10)$$

On observe sur la figure 2.9 que la réponse du GaN décroît plus rapidement que celle de l'eau, ce qui est cohérent avec les mesures présentées sur la figure 2.7. A 20 cm de profondeur, l'écart de réponse atteint 1,5%, ce qui est comparable

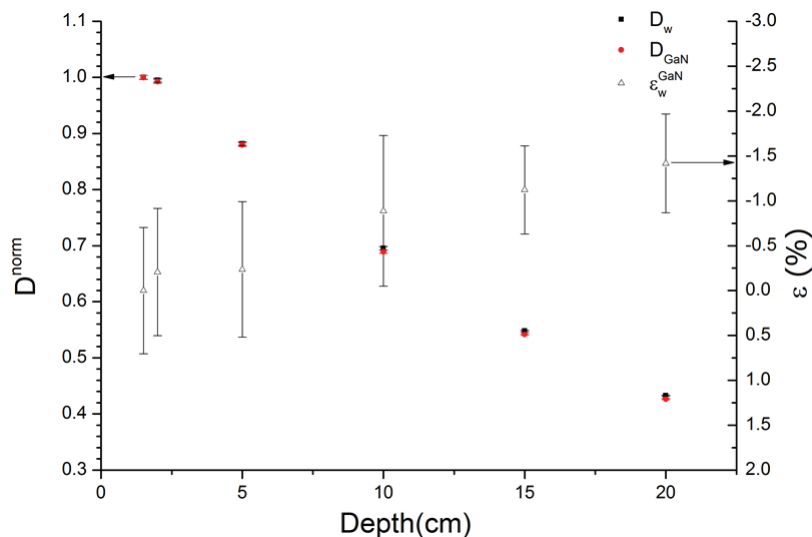


FIGURE 2.9 – Doses relatives dans l'eau et dans le GaN calculées par simulations MC dans un champ carré de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  pour un faisceau de photon 6 MV.

avec la précision de mesure. L'hypothèse faite au début du chapitre selon laquelle il n'y a pas de variation de la sur-réponse du GaN en fonction de la profondeur dans le champ de référence est donc justifiée (l'écart maximal est de 1,5% à 20 cm). L'augmentation de l'écart avec la profondeur peut être expliquée par le durcissement du faisceau, qui a pour effet de réduire la sur-réponse de GaN associée (diminution de contribution de photons de basse énergie). Cette augmentation est légèrement plus prononcée en simulation MC que sur les résultats de mesures. Le modèle proposé pourrait cependant être affiné en prenant en compte des légères variations de la réponse du GaN en fonction de la profondeur dans les champs de référence. Bien que nous ayons montré qu'il est possible d'appliquer cette méthode de compensation pour des champs irréguliers, il sera difficile de l'implémenter dans des situations plus complexes, par exemple en RCMI.

## 2.3 Modélisation de la réponse du GaN à partir des spectres locaux d'irradiation

### 2.3.1 Calcul du spectre local d'irradiation par convolution

Pour pouvoir calculer la dose en se basant sur la théorie de cavité, il faut au préalable déterminer la fluence énergétique à la position d'intérêt. Nous avons utilisé des noyaux de fluence en “pinceau” pour calculer le spectre local d'irradiation dans un fantôme homogène. Cette approche a été largement utilisée pour les calculs de dose dans les systèmes de planification de traitement (TPS) depuis les années 80 [151, 152, 153, 154]. L'idée du noyau est de décomposer le dépôt d'énergie par un faisceau large en une superposition de dépôts d'énergie par des faisceaux en “pinceau”. Cette approche est bien adaptée au calcul de dose dans un fantôme homogène car la distribution latérale de la dose déposée est isotrope. Cette approche peut être également utilisée pour calculer d'autres quantités physiques, comme par exemple le spectre local de fluence dans un fantôme sous irradiation.

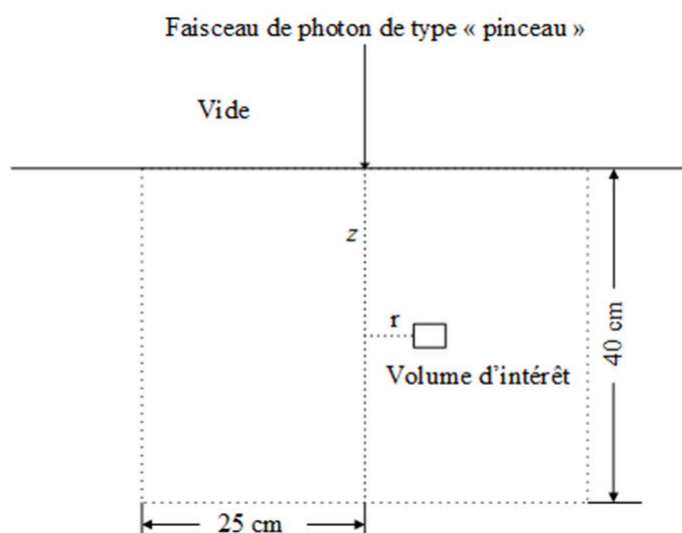


FIGURE 2.10 – Géométrie utilisée pour le calcul des noyaux de fluence en “pinceau” utilisé par Eklund et Ahnesjö [155].

Dans notre travail, nous avons utilisé une base de données de noyaux de fluence en “pinceau” développée par Eklund et Ahnesjö [155]. Dans cette base de données,

le noyau de fluence en “pinceau” correspond à la distribution spatiale de fluence. Cette distribution a été obtenue par simulations MC, en simulant l’irradiation par un faisceau monodirectionnel et mono-énergétique dans un fantôme d’eau infini. Comme l’énergie déposée dans le fantôme respecte une symétrie de révolution autour de l’axe d’irradiation, les paramètres pour décrire la fluence en pinceau dépendent de 3 paramètres :  $r$  la distance entre la position d’intérêt et l’axe d’irradiation,  $z$  la profondeur de la position d’intérêt et  $E$  l’énergie du faisceau mono-énergétique incident. La figure 2.10 représente schématiquement la géométrie pour modéliser le noyau de fluence en “pinceau”, où la fluence est enregistrée par voxel dans un volume d’intérêt cylindrique ( $r = 25$  cm,  $h = 40$  cm).

Dans cette base de données, les particules sont séparées en 4 catégories, selon leurs historiques d’interaction, comme le montre la figure 2.11 :

- Les photons primaires correspondent aux photons incidents n’ayant subi aucune interaction ;
- Les électrons primaires résultent directement des interactions des photons primaires ;
- Les photons diffusés correspondent à toutes les catégories de photons autres que les photons primaires. Il s’agit des photons résultant d’interactions impliquant des photons (par effet Compton ou Rayleigh) ou des électrons (Bremsstrahlung, production de paires, ionisation).
- Les électrons diffusés résultent des interactions des photons diffusés.

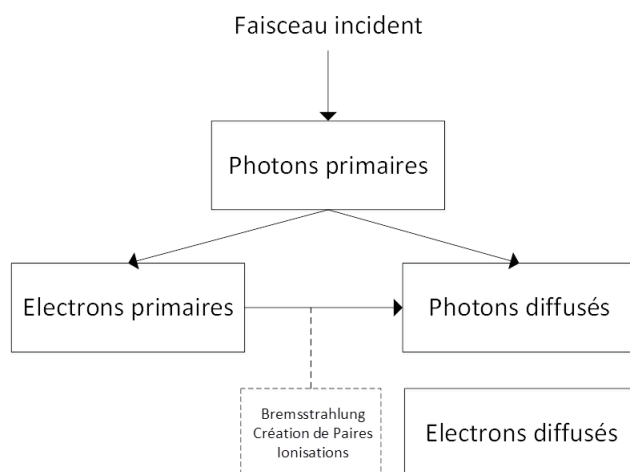


FIGURE 2.11 – Catégories de particules définies dans la base de données utilisée [155].

Les photons et les électrons primaires constituent la composante primaire du faisceau d'irradiation, alors que les particules diffusées (photons et électrons) forment la composante diffusée du faisceau. Cette séparation de particules n'est possible qu'avec la fonctionnalité permettant de tracer l'historique d'interactions de particules par simulation MC.

Pour obtenir le spectre de fluence au point d'intérêt  $(x, y, z)$  pour un champ d'irradiation donné, il faut calculer une convolution latérale suivie par une intégration sur l'énergie, comme l'exprime la relation suivante :

$$\Phi_E(x, y, z) = \int_0^{E_{\max}} \iint \Psi(x', y', E) \phi(x - x', y - y', z, E) dx' dy' dE \quad (2.11)$$

où  $\Psi(x', y', E)$  est la distribution latérale du faisceau incident et  $\phi(x - x', y - y', z, E)$  est le noyau de fluence en “pinceau” à la position  $(x, y, z)$ . Pour réaliser cette convolution latérale, il est préférable au préalable de convertir les coordonnées cartésiennes en coordonnées cylindriques (système de coordonnées utilisé dans la base de données de noyau en “pinceau”). Il faut remarquer que dans le cas d'une irradiation conformationnelle modulée en intensité (RCMI),  $\Psi(x', y', E)$  varie en fonction de la position dans le champ d'irradiation. La plupart des résultats expérimentaux ont été obtenus sur un accélérateur CLINAC 2100 C/D de Varian avec un faisceau de photons de 6 MV. Par conséquent, nous avons utilisé dans la chaîne de simulation le spectre de cet équipement modélisé par Sheikh-Bagheri et Rogers [150].

### 2.3.2 Calcul de la dose dans le dosimètre GaN à partir du spectre local d'irradiation

En réalité, la réponse d'un dosimètre s'écarte des deux théories de cavité (SCT et LCT), parce que les conditions extrêmes pour les deux théories de cavité ne sont jamais complètement remplies. Afin de déterminer si la cavité du dosimètre est grande ou petite, la taille de la cavité est comparée avec la portée des électrons qui traversent. Pour une irradiation poly-énergétique, la cavité du dosimètre pourra être considérée comme grande pour certaines énergies d'électrons et petites pour d'autres. De ce fait la théorie de cavité doit être modifiée pour décrire l'évolution de la réponse du transducteur GaN lorsqu'il est irradié par un faisceau polyénergétique. Pour cela, nous avons implémenté un modèle de réponse, initia-

lement proposé pour modéliser la réponse de diodes à des faisceaux de photons (4 MV-25 MV) [43]. Nous allons décrire ci-dessous l'origine et le principe de cette approche.

En 2004, Yin et al. [42] ont proposé de traiter les composants primaires et diffusés séparément par différentes théories de cavités, en supposant que les particules primaires satisfont la condition SCT et les particules diffusées satisfont la condition LCT. La dose totale déposée dans le transducteur peut être calculée par la somme des contributions primaire et diffusée et peut s'écrire :

$$D^{\text{cav}} = \int_{\Delta}^{E_{\text{max}}} \Phi_{\text{cav}}^{\text{pr}}(E) \cdot \frac{L_{\Delta}^{\text{cav}}(E)}{\rho} dE + \Phi_{\text{cav}}^{\text{pr}}(\Delta) \cdot \frac{L_{\Delta}^{\text{cav}}(\Delta)}{\rho} \cdot \Delta + \int_0^{E_{\text{max}}} \Psi_{\text{cav}}^{\text{diff}}(E) \cdot \frac{\mu_{\text{en}}^{\text{cav}}(E)}{\rho} dE \quad (2.12)$$

où  $\Phi_{\text{cav}}^{\text{pr}}(E)$  est la fluence d'électrons primaires et  $\Psi_{\text{cav}}^{\text{diff}}(E)$  la fluence énergétique des photons diffusés.  $L_{\Delta}^{\text{cav}}(E)/\rho$  est le pouvoir d'arrêt restreint et  $\mu_{\text{en}}^{\text{cav}}(E)/\rho$  le coefficient d'absorption massique dans la cavité. Il a été montré que ce modèle décrit la dose dans l'eau avec un écart inférieur à 2% par rapport aux résultats de simulations MC [43].

Pour pouvoir appliquer ce modèle pour calculer la réponse du transducteur, il faut vérifier que les deux hypothèses suivantes sont satisfaites :

- La taille du transducteur doit être assez petite pour que tous les électrons primaires satisfassent la condition SCT.
- L'équilibre électronique (CPE) est supposé être établi dans la cavité du transducteur pour que les photons diffusés satisfassent la condition de LCT.

Clairement, la validité de ces hypothèses dépend de l'énergie des particules (photons et électrons). Afin d'améliorer ce modèle, Eklund et Ahnesjö [43] ont fait évoluer le modèle de Yin pour étendre son domaine d'application. Cette évolution peut être résumée en deux points :

- Comme les électrons de basse énergie peuvent être considérés comme absorbés dans la cavité d'intérêt, on peut calculer la contribution dosimétrique par LCT en utilisant les photons primaires qui ont produit ces électrons primaires de basse énergie. Avec la base de données de noyau générée par simulations MC présenté en section 2.3.1, il est possible de séparer la fluence des photons en fonction de leur énergie. Par conséquent, un par-

tionnement des photons primaires a été réalisé avec un seuil énergétique de partitionnement noté  $E_A$ . Les photons primaires ayant une énergie inférieure à  $E_A$  sont traités selon la LCT, alors que la SCT est appliquée pour les électrons primaires créés par des photons primaires ayant une énergie supérieure à  $E_A$ . Idéalement, les photons diffusés devraient être partitionnés de la même manière pour traiter les composantes de basse/haute énergie différemment. Cependant, ce partitionnement de photons diffusés est compliqué à mettre en œuvre et n'a pas été réalisé.

- Afin de compenser l'approximation de CPE en fonction de l'énergie des photons diffusés, un facteur de correction  $K(E)$  a été introduit. Il est défini par :

$$K(E) = \frac{D_{\text{pr}}^{\text{cav}}(E)}{\Psi(E) \cdot \mu_{\text{en}}^{\text{cav}}(E)/\rho}$$

où  $D_{\text{pr}}^{\text{cav}}(E)$  est la dose déposée dans la cavité du détecteur par les photons primaires d'énergie  $E$  associés à la fluence de photons  $\Psi(E)$ . Le dénominateur de l'expression représente le kerma de collision,  $K_{\text{col}}$  dans la cavité, qui sera équivalent à la dose si le CPE existe localement. Le calcul  $D_{\text{pr}}^{\text{cav}}(E)$  n'est possible que par une simulation Monte Carlo.

Avec l'introduction de ce partitionnement des électrons primaires et du facteur d'approximation de CPE,  $K(E)$ , la dose dans la cavité du dosimètre s'écrit :

$$\begin{aligned} D^{\text{cav}} = & \int_{\Delta}^{E_{\text{max}}} \Phi_{\text{cav}}^{[E_A, E_{\text{max}}], \text{pr}}(E) \cdot \frac{L_{\Delta}^{\text{cav}}(E)}{\rho} dE + \Phi_{\text{cav}}^{\text{pr}}(\Delta) \cdot \frac{L_{\Delta}^{\text{cav}}(\Delta)}{\rho} \cdot \Delta \\ & + \int_0^{E_{\text{max}}} K(E) (\Psi_{\text{cav}}^{[0, E_A], \text{pr}}(E) + \Psi_{\text{cav}}^{\text{diff}}(E)) \cdot \frac{\mu_{\text{en}}^{\text{cav}}(E)}{\rho} dE \end{aligned} \quad (2.13)$$

où  $\Phi_{\text{cav}}^{[E_A, E_{\text{max}}], \text{pr}}(E)$  est la fluence d'électrons primaires produits par des photons ayant une énergie supérieure à  $E_A$  et  $\Psi_{\text{cav}}^{[0, E_A], \text{pr}}(E)$  est la fluence de photons primaires ayant une énergie inférieure à  $E_A$ .

La dose dans le GaN peut être calculée en utilisant l'équation 2.13, Nous pouvons ensuite calculer le facteur de réponse du GaN en utilisant l'équation 2.6. Les conditions de référence ont été choisies avec une position de référence sur l'axe du faisceau à une profondeur de 10 cm dans le fantôme, ce qui correspond à  $\mathbf{r}_{\text{ref}} = (0 \text{ cm}, 0 \text{ cm}, 10 \text{ cm})$  et un champ de référence carré  $A_{\text{ref}}$  de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .



### 2.3.3 Calcul du facteur $K(E)$ pour le GaN

Pour calculer le facteur  $K(E)$ , il convient de calculer la réponse mono-énergétique dans la cavité de GaN. Pour cela, il est nécessaire de modifier le code PENELOPE pour “tuer” tous les photons diffusés. Cette modification du code et les travaux de validation associés sont présentés en annexe C.

La géométrie utilisée pour calculer le facteur  $K(E)$  par simulation Monte Carlo est relativement simple et similaire à celle utilisée par Eklund et Ahnesjö [43] : le cristal de GaN est mis au centre d’un cylindre d’eau ( $h = 12$  cm,  $r = 6$  cm) ; l’irradiation mono-énergétique est réalisée sur un champ circulaire ( $r = 3$  cm). Le fantôme représente un volume diffusé suffisant pour garantir que l’équilibre électronique est établi dans la cavité d’intérêt. L’énergie des photons primaires varie entre 0,25 MeV et 18 MeV avec un pas de 0,25 MeV. Nous avons aussi fait varier le volume du cristal GaN irradié dans la cavité pour étudier l’influence de ce volume. Le premier cristal de GaN simulé est un cylindre de rayon 0,125 cm et d’une hauteur de 0,1 cm, identique à la géométrie du cristal de silicium utilisé par Eklund et Ahnesjö. Le deuxième cristal simulé se présente sous la forme d’un parallélépipède rectangulaire (RPE) de volume  $0,1 \times 0,03 \times 0,03$  cm<sup>3</sup>, ce qui correspond à la taille réelle du cristal utilisé dans les sondes GaN. Les paramètres des simulations PENELOPE utilisés pour cette étude sont résumés dans le tableau 2.3. Pour que ce modèle puisse être aussi utilisé pour de petits champs, nous

Forme de cavité	Paramètres	
	cylindre $h = 0,1$ cm $r = 0,125$ cm	RPE $0,1 \times 0,03 \times 0,03$ cm
EABS[1,2,3] (keV)	10,10,10	10,10,10
WCC (keV)	10	10
WCR (keV)	1	1
C1	0,02	0,01
C2	0,02	0,01
Dmax (cm)	$10^{-2}$	$10^{-3}$
NSIMSH	Si $E \leq 5,25$ MeV $4 \times 10^8$	Si $E \leq 5,25$ MeV $4 \times 10^9$
	Si $E > 5,25$ MeV $2 \times 10^8$	Si $E \leq 5,25$ MeV $2 \times 10^9$

TABLE 2.3 – Paramètres des simulations PENELOPE (cf. annex A pour les acronymes) utilisés pour calculer le facteur  $K(E)$  du GaN.

avons fait varier la taille du champ d’irradiation de  $1 \times 1$  cm<sup>2</sup> jusqu’à un champ circulaire de  $r = 3$  cm. Quand la taille du champ devient comparable à la portée

des électrons dans le milieu, une perte d'équilibre électronique apparaît dans la région d'intérêt parce que les électrons secondaires arrivent à sortir du champ, et la définition du facteur  $K(E)$  donnée précédemment n'est plus valide. De ce fait, le coefficient  $K(E)$  devient dépendant de la taille du champ et doit être noté  $K(A, E)$ . Afin de comparer  $K(A, E)$  dans des champs de différentes tailles, nous avons utilisé le facteur  $\text{CPE}^w(A, E)$  qui décrit le degré de la perte d'équilibre électronique [156]. Il est défini par :

$$\text{CPE}^w(A, E) = \frac{D_{\text{pr}}^w(A, E)}{D_{\text{pr}}^w(A_{\text{large}}, E)} \quad (2.14)$$

où  $D_{\text{pr}}^w(A, E)$  est la dose primaire dans un champ donné  $A$  pour un faisceau d'énergie  $E$  et  $A_{\text{large}}$  est un champ assez large pour que l'équilibre électronique soit établi. Le facteur  $\text{CPE}^w(A, E)$  permet de factoriser  $K(A, E)$  sous la forme :

$$K(A, E) = \text{CPE}^w(A, E) \cdot \kappa(E) \quad (2.15)$$

Le facteur  $\text{CPE}^w(A, E)$  peut être calculé avec le noyau de faisceaux en “pinceau” en utilisant l'équation 2.14. Les doses  $D_{\text{pr}}^w(A, E)$  et  $D_{\text{pr}}^w(A_{\text{large}}, E)$  sont calculées avec la formule suivante :

$$D_{\text{pr}}^w = \int_{\Delta}^{E_{\text{max}}} \Phi_{\text{w}}^{[E_A, E_{\text{max}}], \text{pr}}(E) \cdot \left( \frac{L_{\Delta}^w(E)}{\rho} \right) dE + \Phi_{\text{w}}^{[E_A, E_{\text{max}}], \text{pr}}(\Delta) \cdot \left( \frac{L_{\Delta}^w(\Delta)}{\rho} \right) \cdot \Delta \quad (2.16)$$

Dans ce travail, nous avons considéré qu'un champ  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  correspond au champ large  $A_{\text{large}}$ . Nous avons étudié des tailles de champ de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  à  $5,3 \times 5,3 \text{ cm}^2$  (un champ circulaire avec  $r = 3 \text{ cm}$ , correspondant un champ carré équivalent de  $5,3 \times 5,3 \text{ cm}^2$ ). Une fois le facteur  $\text{CPE}^w(A, E)$  évalué,  $\kappa(E)$  a été calculé en faisant le ratio du facteur  $K(A, E)$  sur le facteur  $\text{CPE}^w(A, E)$  conformément à l'équation 2.15.

### 2.3.4 Choix de l'énergie de partitionnement $E_A$ et de l'énergie de coupure $\Delta$ dans le modèle pour le transducteur GaN

La valeur d'énergie de coupure  $\Delta$  est définie comme l'énergie cinétique des électrons qui permet d'avoir une portée équivalente à la longueur moyenne de la

cavité [36]. Le choix de cette énergie est important et conditionne la précision du modèle. Bouchard a examiné la précision de la théorie de Spencer-Attix avec des équations de transport et par simulation Monte Carlo [157]. La théorie de cavité suppose que le spectre des électrons dans la cavité du GaN est identique au spectre des électrons dans une même cavité remplie d'eau en lieu et place du GaN pour  $E > \Delta$ . Néanmoins, il s'agit d'approximation car la différence de propriétés physiques entre le GaN et l'eau introduit des interactions différentes pour les électrons. Pour cela, il est possible d'utiliser un facteur de perturbation,  $P_{\text{rep}}$ , pour décrire l'écart de dose introduit par le remplacement du matériau dans la cavité d'intérêt. Ce facteur de perturbation a été défini par le groupe de travail AAPM TG-21 [158]. Bouchard et al. ont montré par simulations MC que ce facteur  $P_{\text{rep}}$  est dépendant de l'énergie de coupure  $\Delta$ , comme cela apparaît sur la figure 2.12. Cette figure montre aussi que, pour le graphite et le silicium, la présence de la cavité introduit une perturbation sur tout le spectre d'énergie du faisceau incident [159]. Cependant, le choix de l'énergie de coupure peut effectivement réduire l'impact de la perturbation si  $P_{\text{rep}}$  tend vers 1. Dans le cas du GaN,

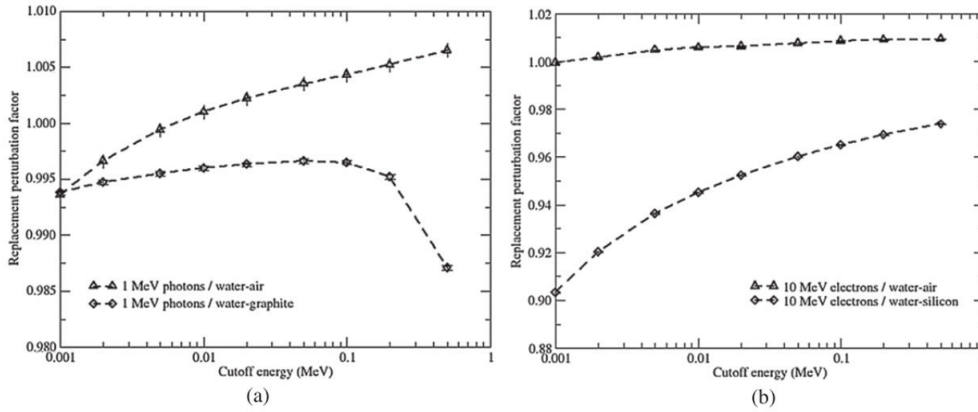


FIGURE 2.12 – Facteur de perturbation  $P_{\text{rep}}$  en fonction de l'énergie de coupure  $\Delta$ , a) pour un faisceau de photons de 1 MeV, et b) pour un faisceau d'électrons de 10 MeV [157].

nous cherchons à définir une énergie de coupure  $\Delta$  qui minimise l'erreur systématique commise lors du calcul de dose dans la cavité. Pour estimer l'énergie des électrons qui s'arrêtent dans la cavité, il est possible d'utiliser l'approximation du ralentissement continu (Continuous Slowing Down Approximation, CSDA), équivalent à la longueur de la corde moyenne dans la cavité du détecteur,  $L$ . Pour

une cavité convexe, la longueur de la corde moyenne est donnée par :

$$L = 4V/S \quad (2.17)$$

où  $V$  est le volume de la cavité et  $S$  est la surface de la cavité. Rogers et Kawrakow ont montré par simulations MC que cette estimation de la longueur de la corde moyenne constitue une bonne approximation pour des chambres d'ionisation parallèle-plates dans un faisceau de  $^{60}\text{Co}$  [160]. Par ailleurs, Wang and Rogers ont montré que  $\Delta = 400$  keV est l'énergie de coupure optimale pour un détecteur en silicium dont le volume actif est de  $0,7356 \text{ mm}^3$ . Dans notre travail, la longueur de la corde moyenne dans la cavité du cristal GaN est de  $0,26 \text{ mm}$  pour le cristal RPE, ce qui correspond à une énergie d'électron de  $395 \text{ keV}$  estimée à partir du CSDA. Dans la suite, nous avons calculé la dose dans la cavité GaN en utilisant deux énergies de coupure  $\Delta$  de  $10 \text{ keV}$  et  $395 \text{ keV}$  pour comparer leurs influences sur le calcul de dose du transducteur.

D'après l'équation 2.13, l'énergie de partitionnement  $E_A$  réalise une répartition de la fluence sur les 2 modèles de cavité. On considère dans un premier temps, les deux cas extrêmes :

- Si  $E_A$  est choisie à 0, alors la dose déposée par les particules primaires est estimée uniquement par la contribution des électrons primaires, en utilisant la SCT ;
- Si  $E_A$  correspond à l'énergie maximale du spectre, c'est à dire  $E_A = E_{\text{max}}$ , alors la dose déposée par les particules primaires est estimée uniquement par la contribution des photons primaires, en utilisant le LCT.

La détermination de  $E_A$  est difficile, parce que le spectre des électrons primaires peut varier en fonction de l'énergie des photons primaires. De plus, l'énergie de partitionnement  $E_A$  et l'énergie de coupure  $\Delta$  sont couplées et la pondération des théories des cavités déterminée par  $E_A$  détermine l'influence de l'énergie de coupure  $\Delta$ . Afin d'établir une "référence" pour la réponse du GaN, la dose déposée dans un cristal de GaN a été calculée par simulation MC dans un champ de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  avec un spectre de faisceau  $6 \text{ MV}$  issu d'un accélérateur CLINAC 2100C/D de Varian. Ces résultats sont normalisés à une fluence énergétique de photons de référence, dans un champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . La dose dans le GaN a été calculée selon l'équation 2.13, pour des énergies de partitionnement  $E_A$  comprises entre  $0,55 \text{ MeV}$  et  $6,05 \text{ MeV}$  puis comparée avec les résultats obtenus par simulations MC présentés en section 2.3.6.

### 2.3.5 Configuration de mesure pour la validation expérimentale du modèle

Afin de valider le modèle de facteur de réponse, des campagnes de mesure du Rapport Tissu Fantôme (Tissue Phantom Ratio, TPR) ont été réalisées au Centre Hospitalier Lyon Sud, avec un faisceau de photons de 6 MV, fourni par un CLINAC 2100 C/D de Varian. La figure 2.13 montre la configuration expérimentale. Le TPR est défini par l'équation suivante :

$$\text{TPR} = \frac{D(z, A)}{D(10 \text{ cm}, A)} \quad (2.18)$$

où  $z$  correspond à la profondeur du transducteur et  $A$  la taille du champ carré. Les mesures sont réalisées pour trois tailles de champ ( $3 \times 3 \text{ cm}^2$ ,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , et  $17 \times 17 \text{ cm}^2$ ) sur l'axe du faisceau en utilisant comme dosimètre de référence une chambre d'ionisation PTW 31003. Une cuve à eau instrumentée (MP3 Phantom Tank, PTW) et son détecteur de niveau d'eau permettent le contrôle automatique de la distance source-peau et de la position de la sonde GaN dans le fantôme. Les mesures du TPR ont été choisies au lieu du rendement en profondeur pour ne pas avoir à compenser l'influence de la loi de l'inverse carrée, et être ainsi plus proche de la configuration utilisée pour construire la base de données "pencil beam". La distance source détecteur est fixée à 100 cm et l'épaisseur d'eau au-dessus de la sonde varie entre 0,4 cm et 22 cm. Pour la mesure avec la chambre d'ionisation, une chambre de référence additionnelle est placée à la sortie de la tête du LINAC pour compenser automatiquement les variations de fluence.

Pour la mesure avec le dosimètre du GaN, cette chambre de référence n'a pas été utilisée. Le signal du sortie correspond à la luminescence mesurée intégrée sur une durée relativement importante (entre 20 et 40 s). De ce fait, la mesure du GaN n'est pas affectée par les variations de la fluence instantanée en sortie du LINAC.

Afin de comparer le facteur de réponse calculé par l'équation 2.6 avec celui mesuré, nous avons pris en compte la correction de ratio de pouvoir d'arrêt  $S_{\text{air}}^w(A, r)$  nécessaire pour passer de la dose dans la chambre à la dose dans l'eau.

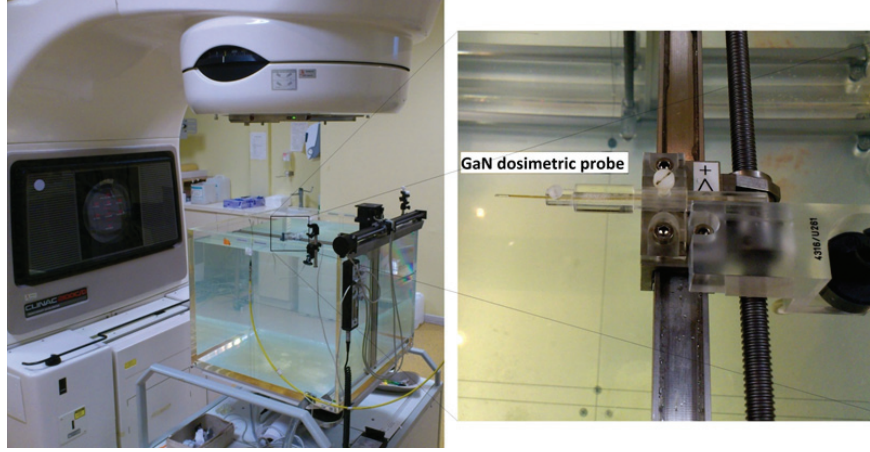


FIGURE 2.13 – Configuration de mesure du Rapport Tissu Fantôme (TPR) avec la sonde GaN.

le facteur de réponse mesuré,  $RF^{\text{meas}}(A, \mathbf{r})$  est défini par :

$$RF^{\text{meas}}(A, \mathbf{r}) = \left( \frac{\text{Lecture}_{\text{GaN}}(A, \mathbf{r})}{\text{Lecture}_{\text{GaN}}(A, \mathbf{r}) \cdot S_{\text{air}}^{\text{w}}(A, \mathbf{r})} \right) / \left( \frac{\text{Lecture}_{\text{GaN}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}})}{\text{Lecture}_{\text{GaN}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}}) \cdot S_{\text{air}}^{\text{w}}(A_{\text{ref}}, \mathbf{r}_{\text{ref}})} \right) \quad (2.19)$$

La dépendance de  $S_{\text{air}}^{\text{w}}$  par rapport à la taille du champ  $A$  et à la position  $r$  a été étudiée par plusieurs équipes [38, 161, 47]. Nous avons calculé le spectre local et évalué le facteur  $S_{\text{air}}^{\text{w}}(A, r)$  en utilisant la méthode proposée par Eklund [156].

## 2.4 Résultats

### 2.4.1 Facteur $\kappa(E)$

Sur la figure 2.14, nous pouvons remarquer que le facteur  $CPE^{\text{w}}(A, E)$  calculé dépend de l'énergie des photons mais aussi de la taille du champ (lorsque le facteur  $CPE^{\text{w}}(A, E)$  tend vers 1 dans un champ donné, cela signifie que l'équilibre électronique est établi pour ce champ). Pour les petits champs, l'équilibre électronique disparaît rapidement lorsque l'énergie des photons augmente. Pour des tailles de champ supérieures à  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , l'équilibre électronique est vérifié pour toutes les énergies étudiées. La  $\text{Dose}/(\Psi \cdot CPE^{\text{w}}(A, E))$  est tracée en fonction de l'énergie  $E$ , comme illustré sur la figure 2.15. Nous avons également tracé sur cette figure le coefficient d'absorption du GaN ( $\mu_{\text{en}}^{\text{GaN}}(E)/\rho$ ) et le kerma dans

l'eau sur le ratio de pouvoir d'arrêt  $(\mu_{\text{en}}^w(E)/\rho)/s_{\text{GaN}}^w$ .

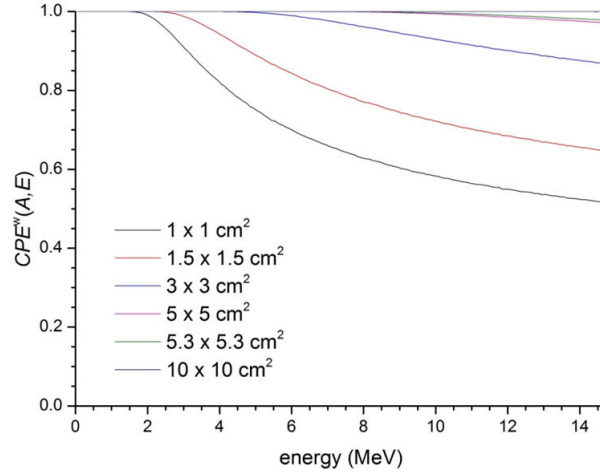


FIGURE 2.14 –  $\text{CPE}^w(A, E)$  calculé pour des différentes tailles du champ, avec un faisceau de photon mono-énergétique [156].

Pour les photons de haute énergie, la cavité de GaN peut être considérée proche d'une cavité de Bragg-Gray. De ce fait la dose dans le GaN tend vers  $\Psi \cdot (\mu_{\text{en}}^w(E)/\rho)/s_{\text{GaN}}^w$ . Quand l'énergie des photons incidents diminue, de plus en plus d'électrons n'arrivent pas à sortir de la cavité du GaN. La dose dans le GaN tend vers sa valeur du kerma de collision, comme cela apparaît sur la figure 2.15. Par ailleurs, une chute de réponse apparaît sur la figure pour les photons de très basse énergie. La chute est plus prononcée pour la cavité la plus petite (RPE).

À très basse énergie, la fluence des photons décroît rapidement avec la profondeur dans le GaN (à 250 keV, le coude de demi atténuation est situé à 8,9 mm) et de ce fait l'incertitude statistique augmente. Les résultats à basse énergie sont ainsi affectés par un bruit statistique plus important (les simulations ayant été réalisées avec une fluence incidente constante). Par exemple, la fluence des photons de 250 keV dans la cavité du GaN a été atténuée de 99.1% par rapport la fluence initiale à la surface du fantôme.

La figure 2.16 montre les valeurs du facteur  $\kappa(E)$  calculées pour deux volumes de cavité et pour trois tailles de champ. Nous pouvons remarquer que, pour un volume de cavité donné, les valeurs  $\kappa(E)$  dans les champs de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  sont identiques mais différent de la valeur calculée dans un champ de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ . Cependant, cet écart n'existe que pour les basses énergies et n'influence que très peu le calcul du facteur de réponse [43].

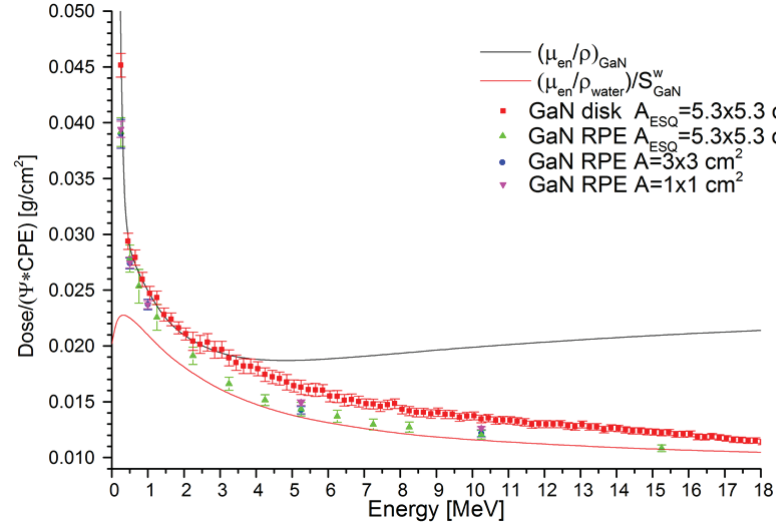


FIGURE 2.15 – Dose dans le transducteur GaN normalisée par la fluence énergétique et par le facteur d'équilibre électronique  $CPE^w(A, E)$ .

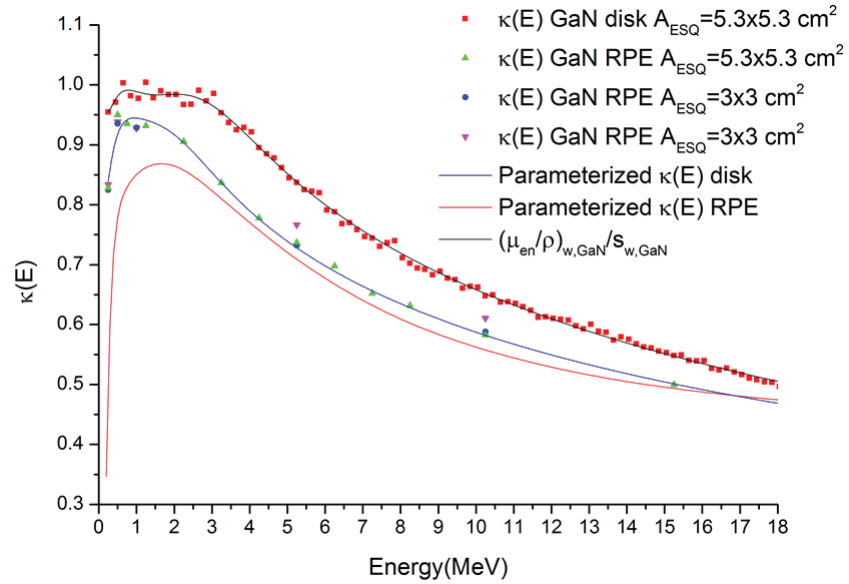


FIGURE 2.16 – facteur  $\kappa(E)$  en fonction de l'énergie des photons incidents pour deux tailles de cavité GaN, un cylindre ( $h = 0,1$  cm  $r = 0,125$  cm) et un lingot parallélépipédique ( $0,03 \times 0,03 \times 0,1$  cm<sup>3</sup>) et pour différentes tailles du champ (pour les champs circulaires, la légende fait apparaître les champs carrés équivalents).



Pour un champ d'irradiation plus grand que  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , nous avons modélisé  $\kappa^{\text{GaN}}$  en fonction de l'énergie par la fonction non linéaire suivante :

$$\kappa^{\text{GaN}}(E) = a_0 + a_1 \cdot E + a_2 \cdot E^{a_3} - E^{a_4 \cdot E} + a_5 \cdot E^{a_6 \cdot E^2} \quad (2.20)$$

Les valeurs des paramètres  $a_i (i = 0, 1, 2, \dots)$  pour la cavité RPE sont données dans le tableau 2.4.

$a_0$	$a_1 \text{ (MeV}^{-1}\text{)}$	$a_2 \text{ (MeV}^{-a_3}\text{)}$	$a_3$	$a_4 \text{ (MeV}^{-1}\text{)}$	$a_5$	$a_6 \text{ (MeV}^{-2}\text{)}$
-4,568	0,00097	5,68	-0,0428	-3,871	-0,251	0,99604

TABLE 2.4 – Paramètres de la fonction non linéaire de  $\kappa^{\text{GaN}}(E)$

#### 2.4.1.1 Détermination de l'énergie de partitionnement $E_A$

Conformément à l'équation 2.13, la dose calculée dans le GaN dépend du couple énergie de coupure - énergie de partitionnement  $(\Delta, E_A)$  choisi. La figure 2.17 montre l'évolution de la dose dans la cavité du GaN en fonction de la profondeur pour deux énergies de coupure  $\Delta$ , et pour différentes énergies de partitionnement.

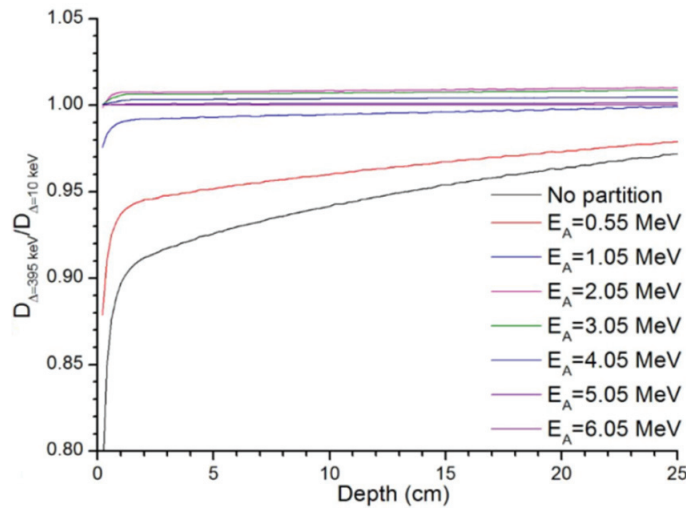


FIGURE 2.17 – Le rapport de la dose dans GaN pour 2 énergies de coupure  $\Delta = 395 \text{ keV}$  et  $\Delta = 10 \text{ keV}$  en fonction de la profondeur dans un champ de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ .

Lorsque  $E_A = 0$ , tous les électrons primaires sont supposés satisfaire les conditions de la SCT et le choix de l'énergie de coupure a un impact significatif sur

la dose calculée. Par contre, si l'énergie de partitionnement  $E_A$  est choisie supérieure à 2,05 MeV (pour un faisceau de 6 MeV), le choix de l'énergie de coupure n'a plus d'influence significative sur la dose calculée ( $< 1\%$ ). De plus, on observe que la dose calculée devient indépendante de l'énergie de coupure lorsque la profondeur augmente. Cela peut être expliqué par le durcissement du faisceau. Les électrons dont l'énergie est inférieure à l'énergie de coupure sont supposés être absorbés localement dans la cavité. Si les électrons de basse énergie représentent une composante significative, le choix de  $\Delta$  devient important.

La figure 2.18a montre la dose calculée dans le GaN par le modèle, pour différentes énergies de partitionnement  $E_A$ . Les résultats obtenus par simulations MC constituent la référence sur ce graphique. L'énergie de coupure  $\Delta$  est fixée à 395 keV dans le modèle de théorie de cavité, ce qui correspond à la valeur CSDA pour la cavité GaN. Les doses calculées avec  $\Delta = 10$  keV sont également présentées sur la figure 2.18b. On observe que la dose normalisée obtenue par simulations Monte Carlo coïncide avec les résultats obtenus avec  $E_A \geq 2,05$  MeV. L'incertitude moyenne de la dose normalisée est de 3%. Le seuil d'énergie minimale des particules dans la simulation est 10 keV, ce qui correspond à l'énergie de coupure utilisée dans la simulation MC pour générer la base de données. La précision de la dose déposée obtenue en simulation est au même niveau que la précision sur la fluence calculée par convolution. Même si la simulation ne permet pas de sélectionner  $E_A$ , elle nous indique une plage d'énergie de 2,05 à 6,05 MeV dans laquelle choisir l'énergie de partitionnement  $E_A$  pour le faisceau de 6 MV. Pour cette énergie de partitionnement, le choix de  $\Delta$  devient moins critique et nous avons choisi de travailler avec  $\Delta = 395$  keV pour la suite de l'étude.

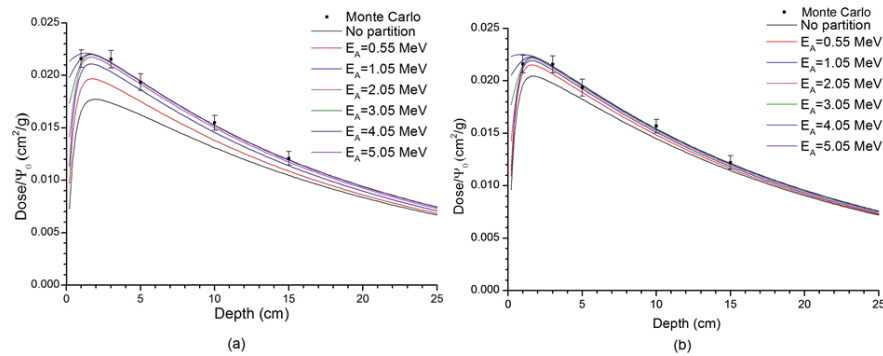


FIGURE 2.18 – Dose du GaN normalisée par la fluence de référence dans un champ de  $3 \times 3$  cm<sup>2</sup> pour une énergie de coupure a)  $\Delta = 395$  keV; b)  $\Delta = 10$  keV.

Pour valider le modèle, des mesures de TPR ont été réalisées à la fois avec le dosimètre GaN et avec une chambre d'ionisation de référence (PTW 31003 0,3 cm<sup>3</sup>). Comme il apparaît sur la figure 2.19, la différence de TPR pour  $2,05 \text{ MeV} \leq E_A \leq 6,05 \text{ MeV}$  est très petite ( $< 1\%$ ) sauf dans la région “build-up”. Nous avons aussi observé qu’il existe une erreur systématique quand la profondeur devient importante. Cette erreur systématique peut provenir du modèle de spectre incident utilisé dans le calcul. En effet, le spectre simulé par Sheikh-Bagheri et Rogers et utilisé dans le calcul a un indice de qualité de 0,661 ( $\text{TPR}_{10}^{20}$ ) alors que l’indice de qualité de LINAC utilisé pour 6 MV a été mesuré à 0,663 avec une chambre d’ionisation lors du contrôle qualité de l’équipement. Cette différence d’indice de qualité est cohérente avec l’écart observé sur la mesure de GaN (Le spectre du LINAC utilisé est légèrement plus dur que celui du modèle). Même si cette différence d’indice qualité est très faible, la différence de dose dans le GaN peut être significative en raison de la forte dépendance en énergie de la réponse du GaN.

Pour cela un deuxième spectre a été reconstruit par interpolation selon les spectres donnés par Mohan en utilisant l’indice de qualité de faisceau mesuré [162]. La figure 2.20 montre le spectre énergétique interpolé pour  $Q = 0.663$  et le spectre publié par Sheikh-Bagheri [150]. L’énergie moyenne du spectre interpolé apparaît moins importante que celle de Sheikh-Bagheri. Cette interpolation fournit un deuxième spectre pour le LINAC.

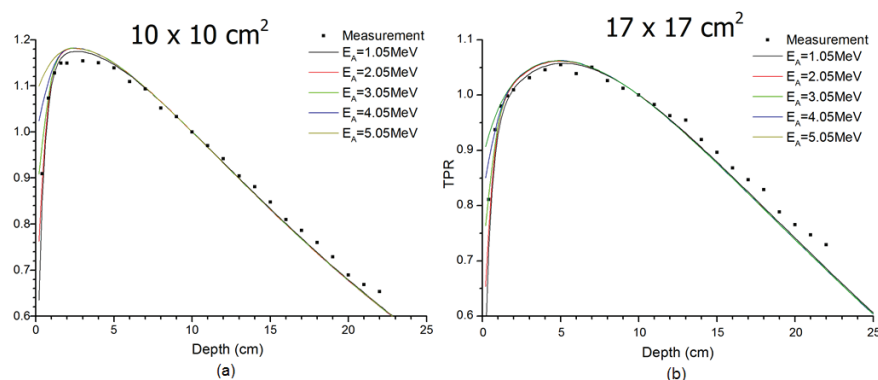


FIGURE 2.19 – Comparaison des TPR calculés et mesurés dans 2 tailles du champ ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $17 \times 17 \text{ cm}^2$ ). Le modèle de spectre de faisceau utilisé est celui publié par Sheikh-Bagheri [150].

Avec ce changement du spectre incident, nous constatons sur la figure 2.21

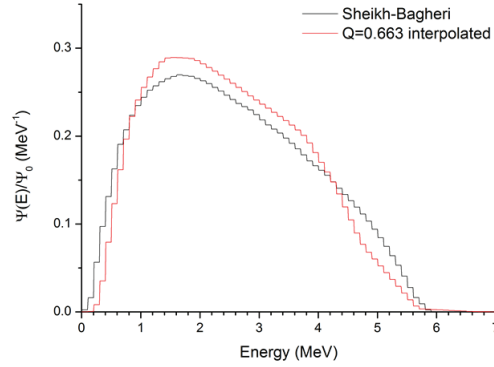


FIGURE 2.20 – Comparaison des deux spectres de photons primaires à l’interface air-eau, déterminés par Sheikh-Bagheri [150] et Mohan [162] respectivement, pour le cas de 6 MV, avec un champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .

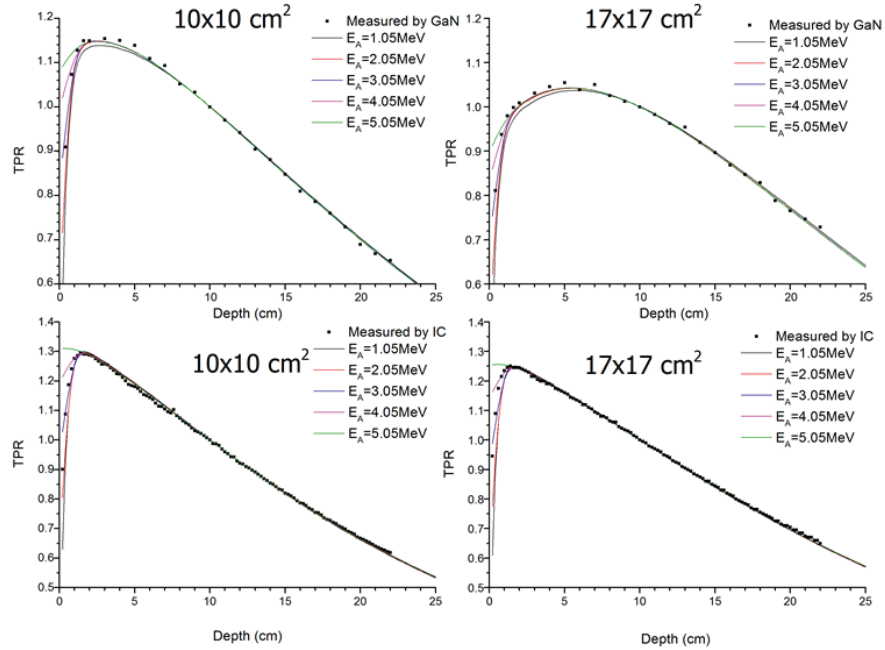


FIGURE 2.21 – TPRs calculés et mesurés dans des champs carrés de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et  $17 \times 17 \text{ cm}^2$  avec un faisceau de photons de 6 MV (modèle de spectre interpolé).

une meilleure cohérence entre les TPRs calculés et mesurés. Un écart significatif persiste dans la région de “build-up”, qui peut résulter du manque de CPE dans cette zone. De plus, la contribution des électrons contaminants, qui reste assez significative dans la région de “build-up”, n’a pas été prise en compte dans le spectre incident.

On observe également des différences entre les TPR mesurés par le GaN comparés avec ceux mesurés par la chambre d’ionisation. Ainsi, la profondeur  $z_{\max}$  où se trouve la dose maximale a été déplacée dans les TPR mesurés par le GaN, ce déplacement étant plus important pour le champ le plus grand. Cela peut être dû au fait que, avec la variation du spectre local d’irradiation, les particules diffusées de basse énergie sont beaucoup plus abondantes dans le champ de  $17 \times 17 \text{ cm}^2$  que dans le champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Ma et al. ont simulé la réponse d’une diode sous irradiation de rayon X et ils ont trouvé un comportement similaire [163]. Leurs résultats sont présentés sur la figure 2.22.

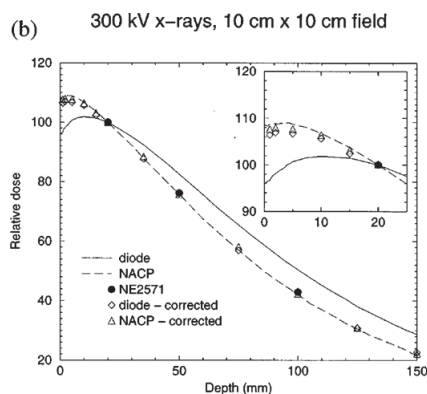


FIGURE 2.22 – Réponse d’une diode en fonction de profondeur, irradié par un faisceau de rayon-X de 300 kV. Le rendement de profondeur mesuré par une chambre de type Farmer NE2571 est pris comme référence de comparaison [163].

## 2.4.2 Comparaison des facteurs de réponse calculés et mesurés

En comparant les facteurs de réponse calculé et mesuré, déterminés respectivement par les équations Eq. 2.6 et Eq. 2.19, il apparaît sur la figure 2.23, que le choix  $E_A = 5,05 \text{ MeV}$  permet de maintenir un écart inférieur à 2% entre mesure et calcul sur toute la plage de profondeurs étudiées. Une légère augmentation

de l'écart avec la profondeur persiste qui peut être expliqué par des différences entre le spectre utilisé dans le calcul et celui réel issu du LINAC. Dans la suite de l'étude, les facteurs de réponse ont été calculés systématiquement avec  $E_A = 5,05$  MeV et sont présentés pour 2 autres tailles de champ ( $3 \times 3 \text{ cm}^2$ ,  $17 \times 17 \text{ cm}^2$ ) sur la figure 2.24. L'écart maximal entre la mesure et le calcul dans les trois tailles de champ reste inférieur à 3% pour toutes les profondeurs mesurées, ce qui est tout à fait acceptable. Néanmoins, on observe que les écarts pour les champs de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et  $17 \times 17 \text{ cm}^2$  sont plus importants que ceux dans le champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Cela peut être expliqué par la différence entre les conditions dans le modèle de calcul et celles réelles de mesure. En particulier, la divergence du faisceau introduit, en fonction de la position d'incidence du faisceau, à la fois des variations de l'angle d'incidence du faisceau et de la fluence locale [164]. Dans le modèle, la divergence du faisceau est prise en compte en ajustant le nombre de noyaux utilisés pour la convolution spatiale. Par contre, la modification de la direction de cette fluence n'est pas prise en compte puisque la convolution des noyaux dans le modèle suppose que le faisceau est monodirectionnel et perpendiculaire à la surface du fantôme. Liu et al. ont montré que la différence entre la dose sans/avec correction de l'angle d'incidence du faisceau peut atteindre 5% pour un champ de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  [165]. L'effet du durcissement du faisceau introduit par la divergence du faisceau influence aussi le facteur de réponse mais moins significativement, parce que la variation affecte à la fois le numérateur et le dénominateur dans l'équation 2.6.

Pour comparer le facteur de réponse mesuré dans le chapitre précédent et présenté sur la figure 2.25, les facteurs de réponses calculés ont été normalisés dans un champ de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , à une profondeur de référence. Ce facteur de réponse calculé montre une variation quasi-linéaire en fonction de l'ouverture de champ, ce qui est cohérent avec la tendance mesurée précédemment. Cependant des écarts importants (jusqu'à 4%) sont observés pour les champs intermédiaires ( $4 \times 4 \text{ cm}^2$  et  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ). Eklund et Ahnesjö ont montré que le facteur de réponse d'une diode est quasi-linéaire en fonction de la taille du champ pour deux profondeurs différentes [166]. Ces éléments confirment que l'ouverture de champ et la profondeur sont deux paramètres clés pour la modélisation empirique du facteur de réponse (première approche).

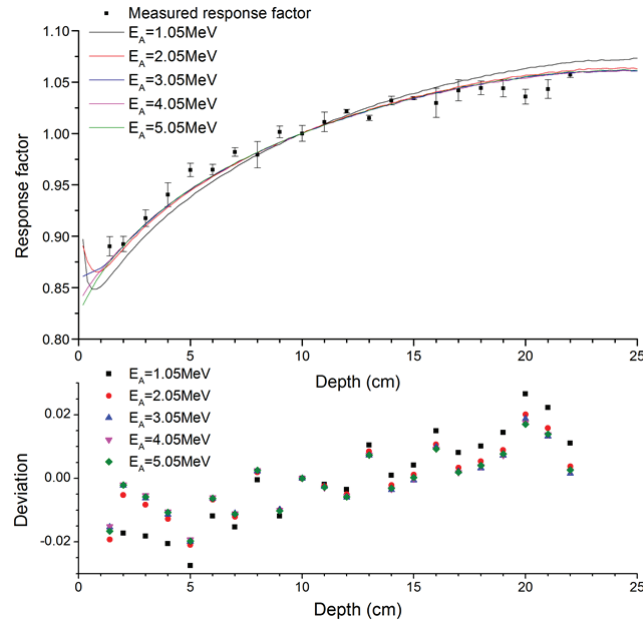


FIGURE 2.23 – Facteurs de réponses calculés et mesurés dans un champ de  $10 \times 10\text{ cm}^2$  pour un faisceau de photons 6 MV.

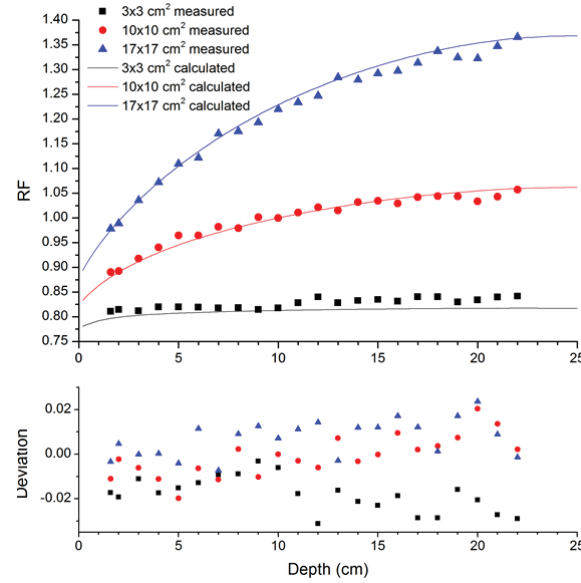


FIGURE 2.24 – Facteur de réponse mesurée pour 3 tailles du champ dans un faisceau de 6 MV. L'écart relatif du facteur de réponse est normalisé par le facteur de réponse à la profondeur correspondante.

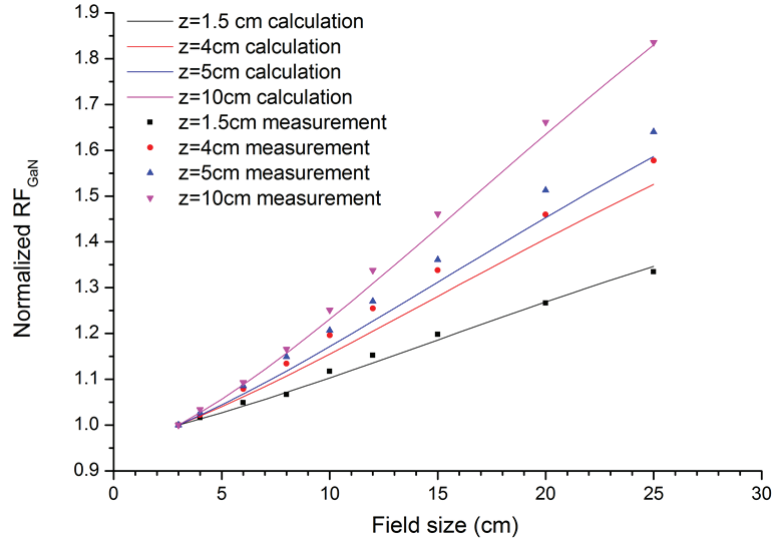


FIGURE 2.25 – Facteur de réponse en fonction de la taille du champ pour un faisceau de photons de 6 MV.

## 2.5 Conclusion du chapitre

Un modèle basé sur la théorie de cavité modifiée a été implémenté pour modéliser la réponse du détecteur GaN. Le modèle propose de traiter les particules primaires et diffusées séparément. Un facteur  $K(E)$  a été introduit pour compenser le manque de CPE dans une cavité de GaN en fonction de l'énergie des photons. Le spectre de photons primaires a été aussi partitionné et traité différemment selon l'énergie des photons. Le facteur de réponse calculé sur l'axe dans 3 tailles de champ a été comparé avec les résultats de mesure, et l'écart reste inférieur à 3%. L'écart dans un champ de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  est plus significatif que pour les 2 autres champs ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et  $17 \times 17 \text{ cm}^2$ ). L'origine de cet écart a été analysée et des pistes ont été proposées pour réduire cet écart. La précision dépend fortement du spectre incident. Comme le calcul des facteurs de réponse consiste principalement en une convolution 2D des spectres locaux à partir de noyaux en "pinneau", un tel calcul avec la compensation associée est relativement rapide et pourrait être mis en œuvre pour des applications cliniques. Nous avons aussi pu montrer que le facteur de réponse calculé sur l'axe est linéaire en fonction de l'ouverture du champ pour une profondeur donnée. Cela est cohérent avec les mesures présentées en section 3.1. L'application de ce modèle dans des conditions



clinique est bien décrit dans [167]. Avec la convolution de noyaux en “pinceau”, il est simple de modéliser la réponse dans des cas plus complexes, comme par exemple en RCMI. Dans ce travail, nous avons utilisé un modèle de spectre simplifié puisqu’on s’intéresse plutôt au problème de réponse de détecteur. Avec un spectre plus proche de celui en sortie de LINAC, la performance du modèle dans la région de “build-up” et dans la pénombre pourrait être améliorée. Cependant la correction de réponse pour le modèle nécessite de fournir certaines informations comme par exemple, la taille du champ, la qualité du faisceau, la position de détecteur, etc. Pour éviter de calculer un facteur de réponse avec des informations erronées, il serait préférable de coupler le système de correction dosimétrique avec le TPS pour disposer des informations de configuration du faisceau. Par ailleurs, et pour ces mêmes raisons, cette approche reste difficile à mettre en œuvre sur des thérapies dynamiques (où les conditions d’irradiation évoluent significativement au cours du temps).

## Chapitre 3

# Compenstation de la sur-réponse du GaN par une approche “bi-média”

### 3.1 Introduction

La principale limite des deux méthodes de compensation présentées dans le chapitre précédent est qu’elles doivent être paramétrées avec les conditions d’irradiation (taille de champ, position du transducteur). De ce fait, ces méthodes semblent difficilement applicables pour des irradiations dynamiques multifaisceaux. Pour ce type de traitement, il est nécessaire de mettre en œuvre une compensation de la sur-réponse du transducteur qui puisse s’adapter en temps réel aux conditions d’irradiation.

Une approche intéressante pour adresser ce verrou est celle d’Othman et al. [169] qui ont proposé un boîtier qui met en œuvre deux MOSFET, chaque MOSFET se situant derrière un filtre différent. La structure de ce dosimètre à deux MOSFET est présentée sur la figure 3.1. Le spectre incident sur chaque MOSFET est différent et de ce fait induit une réponse dosimétrique différente de chaque détecteur. Othman et al. ont montré en simulation Monte Carlo que le rapport des réponses dosimétriques des deux détecteurs est monotone en fonction de l’énergie sur une plage de 15 keV à 60 keV comme illustré sur la figure 3.2.

Bien que fort intéressant, ce travail présente plusieurs limites. Tout d’abord, ce dosimètre bi-MOSFET présente l’inconvénient d’être très sensible à l’angle d’incidence du faisceau d’irradiation, même si ce point n’a pas été étudié dans le cadre du travail de thèse d’Othman. La plage d’énergie où le rapport des réponses est monotone reste réduite et ne permet pas de couvrir les applications en

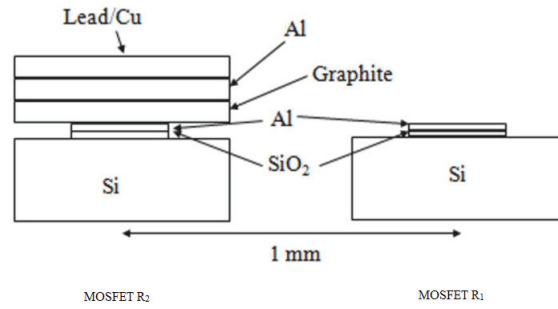


FIGURE 3.1 – Configurations d’un dosimètre bi-MOSFET avec une “auto-compensation” de la sur-réponse du MOSFET par une mesure différentielle [168]. La réponse non-filtrée du MOSFET de droite et celle du MOSFET filtré à gauche sont notées respectivement  $R_1$  et  $R_2$ .

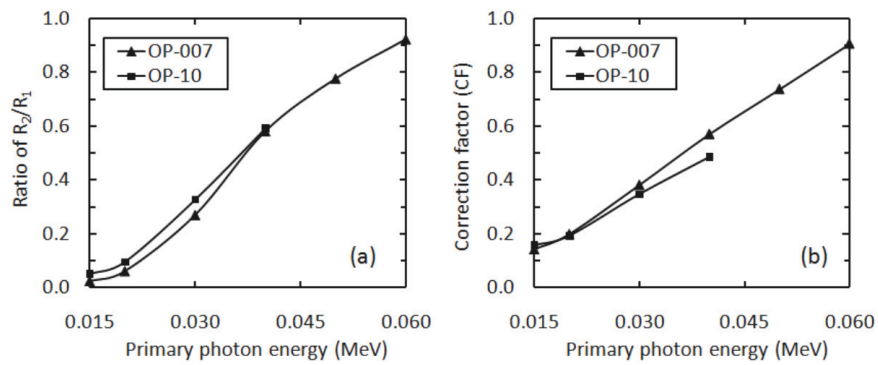


FIGURE 3.2 – a) Rapport des réponses de deux MOSFET filtré et non-filtré, en fonction de l’énergie d’un faisceau de photons mono-énergétiques. b) le facteur de correction (l’inverse du facteur de réponse) des MOSFET [168].

radiothérapie. Enfin, les études se sont limitées à des simulations sur des faisceaux mono-énergétiques et mériteraient d'être réalisées sur les spectres énergétiques locaux qui sont continus et plus représentatifs des conditions d'utilisation de ce type de dosimètres.

Par ailleurs, Yamamoto et al. [170] ont proposé un dosimètre TLD incorporant quatre éléments en  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7 : \text{Cu}$  et  $\text{CaSO}_4 : \text{Tm}$  associés à différents filtres pour couvrir différentes conditions d'irradiation comme illustré sur la figure 3.3. Par contre, chaque élément est utilisé indépendamment selon le type de mesure souhaité. Par exemple, les deux premiers éléments en  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7 : \text{Cu}$  sont utilisés respectivement pour mesurer la dose à la peau et la dose dans les tissus en ajoutant un filtre plastique épais devant ce deuxième élément. Les éléments  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7 : \text{Cu}$  sont eux utilisés pour mesurer les faibles doses. L'approche bi-média

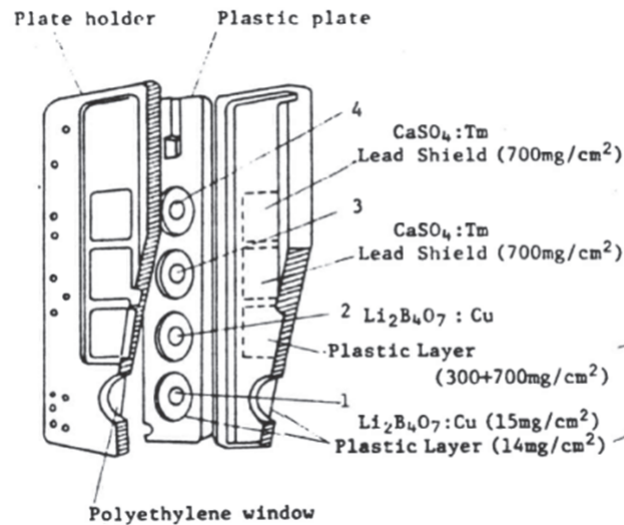


FIGURE 3.3 – Exemple de dosimètre TLD multiéléments [170].

que nous proposons et que nous allons présenter dans ce chapitre s'inscrit dans la continuité de ces différents travaux avec pour objectif de compenser en temps réel la réponse en énergie du système pour remonter à la dose dans le tissu. Par ailleurs, nous chercherons à conserver avec cette approche la quasi-indépendance de la réponse dosimétrique à l'angle d'incidence du faisceau d'irradiation, ce qui est une des propriétés intéressantes des sondes radioluminescentes GaN.

L'idée est de développer un système dosimétrique qui met en œuvre deux transducteurs qui ne sont pas équivalents au tissu et qui possèdent des réponses

dosimétriques différentes sur les plages d'énergies utilisées en radiothérapie. Cette différence de réponse dosimétrique peut alors être exploitée pour déterminer le facteur de réponse à appliquer à l'une ou l'autre des réponses dosimétriques pour remonter à la dose au tissu.

Si on utilise le formalisme selon 1.7, on peut définir deux facteurs de réponse,  $\text{RF}^{\text{SC}_1, \text{w}}$  et  $\text{RF}^{\text{SC}_2, \text{w}}$ , où les indices  $\text{SC}_1$  et  $\text{SC}_2$  sont relatifs à chacun des transducteurs. En utilisant ce même formalisme, on peut définir le ratio de ces deux facteurs de réponse, qui est homogène à un facteur de réponse bi-média d'un transducteur par rapport à l'autre et qui sera noté  $\text{RF}^{(\text{SC}_1, \text{SC}_2)}$ , défini par :

$$\text{RF}^{\text{SC}_1, \text{SC}_2} = \frac{\text{RF}^{\text{SC}_1, \text{w}}}{\text{RF}^{\text{SC}_2, \text{w}}} = \frac{D^{\text{SC}_1}(A, r)}{D^{\text{SC}_2}(A_{\text{ref}}, r_{\text{ref}})} \quad (3.1)$$

On choisit dans la suite de ce chapitre, comme position de référence  $r_{\text{ref}} = (0, 0, 10 \text{ cm})$  et comme champ de référence  $A = 10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Il convient de remarquer que  $\text{RF}^{\text{SC}_1, \text{SC}_2}$  peut être évalué en temps réel à partir de la lecture des signaux fournis par les deux transducteurs.

L'enjeu de l'approche bi-média est de vérifier s'il existe, pour un couple de média transducteurs (d'intérêt dosimétrique) une relation simple et univoque qui permette de remonter à partir du facteur  $\text{RF}^{\text{SC}_1, \text{SC}_2}$  mesuré au facteur de réponse  $\text{RF}^{\text{SC}_1, \text{w}}$  ou au facteur de réponse correspondant  $\text{RF}^{\text{w}, \text{SC}_1}$ . Il est à noter que cette approche est applicable pour des transducteurs radioluminescents mais également pour des transducteurs radioélectriques.

Pour démontrer la preuve de ce concept de dosimètre bi-média pour des applications en radiothérapie externe, nous avons choisi le silicium comme transducteur  $\text{SC}_1$  et le GaN comme transducteur  $\text{SC}_2$ . En effet, cela nous a permis de réinvestir dans cette étude de nombreux résultats de simulations et de mesures obtenus par ailleurs.

## 3.2 Etude d'un système dosimétrique bi-média Si/GaN

Dans cette partie, nous utiliserons le modèle de calcul de dose basé sur la théorie de cavité modifiée, modèle décrit dans le chapitre 2. Nous avons utilisé des énergies de coupure (cut-off) de  $\Delta_{\text{GaN}} = 395 \text{ keV}$  pour le GaN, et de  $\Delta_{\text{Si}} = 189 \text{ keV}$  pour le silicium, pour prendre en compte le CSDA dans les cavités de GaN et de silicium et la valeur de  $\Delta_{\text{w}} = 10 \text{ keV}$  pour l'eau comme suggéré

par Nahum[37].

Dans un premier temps, nous étudions la réponse des deux transducteurs à des irradiations mono-énergétiques. Dans ce cadre, le facteur de réponse bi-média  $RF^{GaN,Si}(E)$  peut être défini conformément à l'équation 2.6 :

$$RF^{GaN,Si}(E) = \left( \frac{dD^{GaN}/dE}{dD^{Si}/dE} \right) / \left( \frac{D^{GaN}(A_{ref}, \mathbf{r}_{ref})}{D^{Si}(A_{ref}, \mathbf{r}_{ref})} \right) \quad (3.2)$$

où

$$\frac{dD^{GaN}/dE}{dD^{Si}/dE} = \begin{cases} \frac{\Phi_{cav}^p(E) \cdot (L_{\Delta}^{GaN}(E)/\rho) + K_{GaN}(E) \cdot \Psi_{cav}^s(E) \cdot (\mu_{en}^{GaN}(E)/\rho)}{\Phi_{cav}^p(E) \cdot (L_{\Delta}^{Si}(E)/\rho) + K_{Si}(E) \cdot \Psi_{cav}^s(E) \cdot (\mu_{en}^{Si}(E)/\rho)} & \text{si } E > E_A \\ \frac{K_{GaN} \cdot (\Psi_{cav}^p(E) + \Psi_{cav}^s(E)) \cdot (\rho_{en}^{GaN}(E)/\rho)}{K_{Si} \cdot (\Psi_{cav}^p(E) + \Psi_{cav}^s(E)) \cdot (\rho_{en}^{Si}(E)/\rho)} & \text{si } E \leq E_A \end{cases} \quad (3.3)$$

Dans l'équation 3.3, la fluence locale de photons et d'électrons dépend de la position des transducteurs et des conditions d'irradiation. Pour s'affranchir de cette dépendance, on s'intéresse aux facteurs de réponses bi-média associés respectivement aux photons et aux électrons,  $RF_{photon}^{GaN,Si}(E)$  et  $RF_{electron}^{GaN,Si}(E)$  qui sont définis par :

$$RF_{photon}^{GaN,Si}(E) = \left( \frac{K_{GaN}(E) \cdot (\mu_{en}^{GaN}(E)/\rho)}{K_{Si}(E) \cdot (\mu_{en}^{Si}(E)/\rho)} \right) / \left( \frac{D^{GaN}(A_{ref}, \mathbf{r}_{ref})}{D^{Si}(A_{ref}, \mathbf{r}_{ref})} \right) \quad (3.4)$$

$$RF_{electron}^{GaN,Si}(E) = \left( \frac{L_{\Delta}}{\rho} \right)^{GaN,Si} / \left( \frac{D^{GaN}(A_{ref}, \mathbf{r}_{ref})}{D^{Si}(A_{ref}, \mathbf{r}_{ref})} \right) \quad (3.5)$$

Les facteurs de réponse mono-énergétiques du Si et du GaN sont définis de manière analogue. L'évolution des facteurs de réponses mono-énergétiques en fonction des facteurs de réponse bi-média présentée sur la figure 3.4 est monotone pour les photons sur la plage de 10 keV à 6 MeV. Cette relation monotone provient de la compensation  $K(E)$  sur la discontinuité d'absorption surtout à basse énergie.

Pour les électrons, l'évolution du facteur de réponse mono-énergétique du silicium montre 3 plages de variation : i) à faible énergie, entre 10 keV et 37 keV, il évolue de manière monotone avec le facteur de réponse bi-média ii) entre 37 keV et 800 keV, il reste constant alors que le facteur bi-média varie de  $\sim 10\%$  iii) entre 800 keV et 6 MeV, il varie de  $\sim 10\%$ . On remarque également sur la figure 3.4 que, sur toute la plage d'énergie étudiée, les variations du facteur de réponse mono-énergétique pour les électrons restent très inférieures à celles pour les photons. De ce fait, les facteurs de réponses aux photons joueront un rôle prépondérant dans l'approche bi-média.

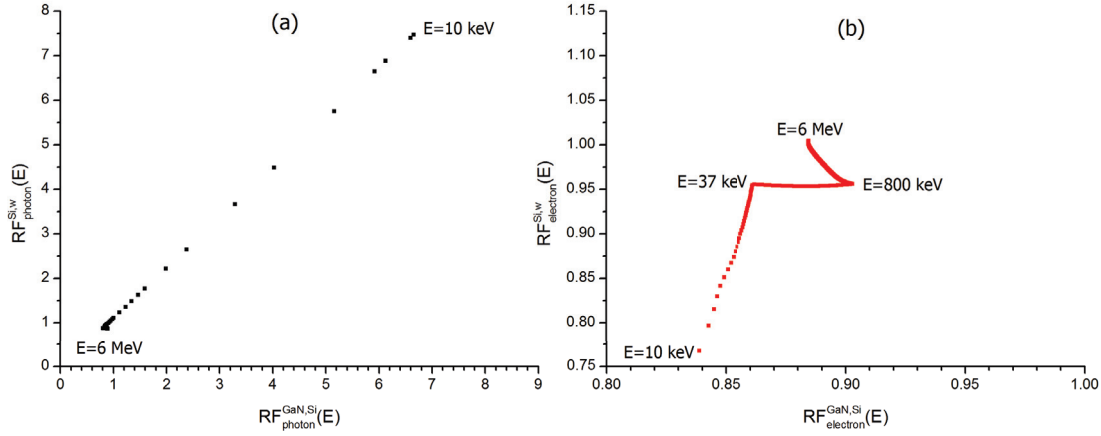


FIGURE 3.4 – Evolution des facteurs de réponses mono-énergétiques du silicium par rapport aux facteurs bi-média a) pour les photons b) pour les électrons.

Nous avons ensuite étudié le rapport des pouvoirs d'arrêt moyens  $\overline{(\frac{L}{\rho})_{\text{w}}^{\text{SC}}}$  des deux matériaux qui est défini par :

$$\overline{(\frac{L}{\rho})_{\text{w}}^{\text{SC}}} = \int_0^{E_{\text{max}}} (\Phi(E) (\frac{L_{\Delta}^{\text{SC}}(E)}{\rho}) dE) / \int_0^{E_{\text{max}}} (\Phi(E) (\frac{L_{\Delta}^{\text{w}}(E)}{\rho}) dE) \quad (3.6)$$

où  $\Phi(E)$  correspond au spectre local d'électrons irradiants les deux transducteurs.

De même, on s'intéresse au rapport des coefficients d'absorption moyens  $\overline{(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho})_{\text{w}}^{\text{SC}}}$  défini par :

$$\overline{(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho})_{\text{w}}^{\text{SC}}} = \int_0^{E_{\text{max}}} (\Psi(E) (\frac{\mu_{\text{en}}^{\text{SC}}(E)}{\rho}) dE) / \int_0^{E_{\text{max}}} (\Psi(E) (\frac{\mu_{\text{en}}^{\text{w}}(E)}{\rho}) dE) \quad (3.7)$$

où  $\Psi(E)$  au spectre local de photons irradiants les deux transducteurs.

Ces deux rapports ont été calculés pour plusieurs spectres locaux d'irradiation correspondant à des transducteurs positionnés dans l'axe du faisceau à différentes profondeurs et irradiés avec des tailles de champs compris entre  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .

On observe sur la figure 3.5a que les variations du rapport des coefficients d'absorption moyens que ce soit en fonction de la taille du champ ou de la profondeur sont plus prononcées pour le GaN que pour le silicium. On peut expliquer ce point par une plus grande interaction par effet photoélectrique dans le GaN que dans le silicium du fait de son numéro atomique plus élevé. En effet, ce type

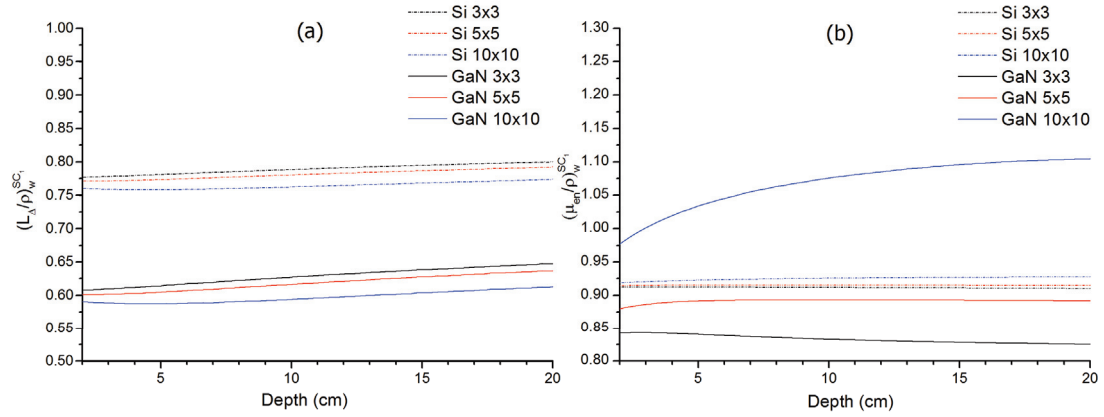


FIGURE 3.5 – Rapport a) des pouvoirs d'arrêt moyens  $\overline{(\frac{L}{\rho})_w^{SC}}$  et b) des coefficients d'absorption moyens  $\overline{(\frac{\mu_{en}}{\rho})_w^{SC}}$  des transducteurs silicium et GaN en fonction de la profondeur et pour 3 tailles de champ d'irradiation.

d'interaction devient plus significatif lorsque l'on ouvre le champ ou que l'on augmente la profondeur du fait d'une composante diffusée basse énergie plus importante. Les rapports des pouvoirs d'arrêt moyens, que ce soit pour le GaN ou le silicium, montrent une décroissance monotone quand on augmente la taille du champ. Cela est cohérent avec les résultats obtenus pour le silicium en simulation Monte Carlo avec le code EGSnrc par Scott et al. [171] et peut s'expliquer par la dépendance énergétique de la CSDA. Enfin, on peut remarquer que les variations de  $\overline{(\frac{\mu_{en}}{\rho})_w^{SC}}$  sont beaucoup plus importantes que celles de  $\overline{(\frac{L}{\rho})_w^{SC}}$  (jusqu'à 13%). Nous avons calculé les facteurs de réponses  $RF^{GaN,w}(A, \mathbf{r})$  et  $RF^{Si,w}(A, \mathbf{r})$  à partir de l'équation 2.6, et le facteur  $RF^{GaN,Si}(A, \mathbf{r})$  à partir de l'équation 3.1 pour différentes conditions d'irradiations (taille du champ  $A$  et position  $\mathbf{r}$ ). La figure 3.6 montre l'évolution quasi-linéaire du facteur de réponse du GaN en fonction du facteur de réponse bi-média GaN/Si.

Pour analyser ce résultat, on peut calculer le ratio suivant  $\frac{RF^{GaN,w}(A, \mathbf{r})}{RF^{GaN,Si}(A, \mathbf{r})}$ , on montre aisément qu'il vaut :

$$\frac{RF^{GaN,w}(A, \mathbf{r})}{RF^{GaN,Si}(A, \mathbf{r})} = RF^{Si,w}(A, \mathbf{r}) \quad (3.8)$$

Il est intéressant de noter que ce rapport ne dépend pas de la dose dans le GaN mais uniquement du facteur de réponse du silicium. Ainsi, considérer une variation



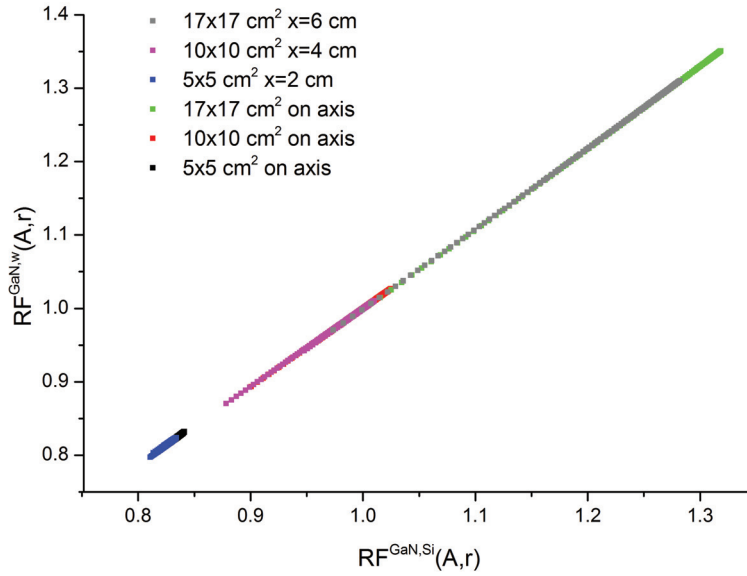


FIGURE 3.6 – Facteur de réponse de GaN en fonction du facteur de réponse bi-média GaN/Si.

linéaire du facteur de réponse du GaN en fonction du facteur de réponse bi-média revient à faire l'hypothèse que le facteur de réponse du silicium est quasi-constant pour les différentes conditions d'irradiation évaluées.

En faisant cette hypothèse, il est possible de calculer à chaque instant le facteur de réponse du GaN (et donc le facteur de compensation de cette réponse) sans connaissance a priori des conditions d'irradiation. Cependant, cette compensation n'a pas d'intérêt puisque la dose dans l'eau pourrait être évaluée directement à partir de la dose dans le silicium, puisque ce facteur de réponse est considéré constant (hypothèse faite précédemment).

C'est pourquoi, il nous paraît préférable de déterminer le facteur de réponse du silicium  $RF^{Si,w}(A, \mathbf{r})$  à partir du facteur de réponse bi-média. La figure 3.7 présente l'évolution du facteur de réponse du silicium en fonction du facteur de réponse bi-média. La tendance globale de cette évolution est monotone même si, pour les petits champs, on peut remarquer des écarts vis-à-vis de cette tendance.

Néanmoins, il est possible d'identifier le facteur de réponse du silicium à partir d'une part du facteur de réponse bi-média et d'autre part de cette courbe de tendance. En effet même pour de petits champs l'impact sur la détermination du

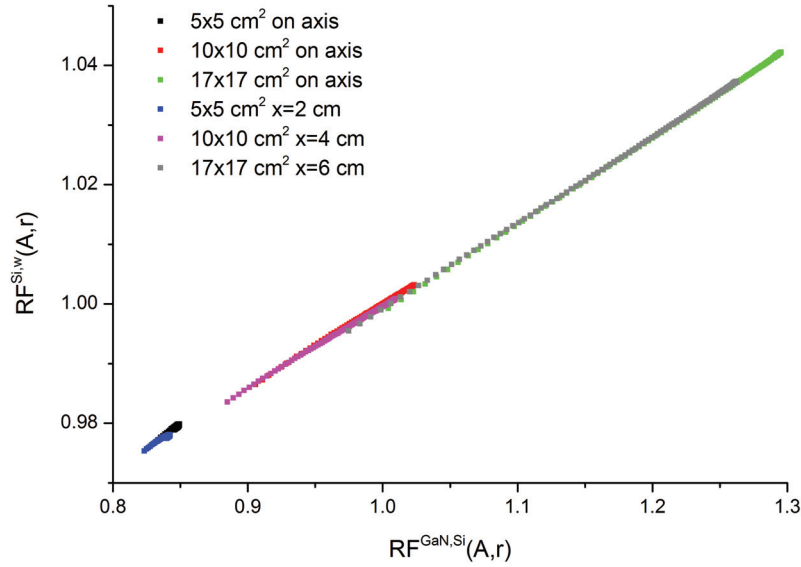


FIGURE 3.7 – Facteur de réponse du silicium en fonction du facteur de réponse bi-média GaN/Si.

facteur de réponse des écarts à la courbe de tendance reste limité ( $\sim 0,5\%$  au maximum pour un champ de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ).

Le modèle utilisé pour calculer les pouvoirs d'arrêt moyens, les coefficients d'absorption moyens et les facteurs de réponse ne prend pas en compte la perturbation de la fluence locale introduite par le transducteur. Dans le formalisme proposé par Bouchard et al. [157], un facteur de perturbation est utilisé pour cela. Il dépend de  $\Delta$ , l'énergie de coupure choisie. Il est possible pour certains matériaux de trouver une valeur de  $\Delta$  pour laquelle la condition de Bragg-Gray est remplie arbitrairement dans la cavité, comme le montre en figure 2.12. Dans ce cas, le facteur de perturbation vaut 1 et il n'est pas nécessaire de compenser la fluence. Par contre, pour des matériaux comme le graphite ou le silicium, la figure 2.12 confirme qu'il est nécessaire d'utiliser ce facteur de perturbation, puisqu'il n'existe pas d'énergie de coupure où le facteur de perturbation atteigne 1.

Devant cette limitation du modèle utilisé, nous avons décidé de compléter cette première phase de travail par des simulations Monte Carlo.

### 3.3 Etude d'un système dosimétrique bi-média par simulation Monte Carlo

Dans cette partie de l'étude, les réponses dosimétriques des deux matériaux transducteurs sont obtenues directement par simulation Monte Carlo en utilisant le code PENELOPE. Etant donné le très faible rapport de surfaces entre le volume d'intérêt ( $0,03 \times 0,1 \text{ cm}^2$ ) et le champ irradié typique ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ), rapport de  $\sim 3 \times 10^{-5}$ , il est nécessaire de simuler un nombre très important de particules primaires pour avoir suffisamment d'interaction dans le volume d'intérêt, et pouvoir ainsi obtenir des résultats statistiques avec un intervalle de confiance satisfaisant [172]. De plus, pour évaluer le facteur de réponse bi-média, il est nécessaire de calculer le rapport des doses déposées dans les deux transducteurs, ce qui revient à répéter la simulation deux fois avec un changement minimal de la configuration géométrique d'irradiation. Ce dernier point a été souligné par Nilsson et al. [173] qui ont été confrontés à une situation assez similaire pour évaluer les facteurs de perturbation des chambres d'ionisation.

C'est pourquoi, nous avons jugé utile de mettre en place, au préalable, des techniques de réduction de variance pour pouvoir simuler efficacement les systèmes dosimétriques bi-média.

#### 3.3.1 Intérêt de l'échantillonnage corrélé pour la simulation Monte Carlo en dosimétrie bi-média

Nous nous sommes orientés vers une méthode d'échantillonnage corrélé (désignée par "Correlated Sampling, CS" dans la littérature anglophone), une technique de réduction de variance initialement proposée par Bielajew [174]. Cette méthode a été utilisée, par exemple, pour améliorer l'efficacité de calcul du facteur de réponse pour la dosimétrie avec des chambres d'ionisation et du gel Fricke [175, 176].

Cette méthode nous paraît bien adaptée à la configuration bi-média où d'une part l'on s'intéresse au ratio de quantités dosimétriques évaluées pour des configurations géométriques très proches et où, d'autre part, le volume d'intérêt (volume des transducteurs) est très inférieur au volume irradié. L'échantillonnage corrélé exploite le fait que, si les configurations géométriques sont très proches, il est possible de mémoriser toutes les interactions qui se produisent à l'extérieur du

volume d'intérêt et de les utiliser pour la simulation successive des deux configurations. Une partie importante de ces interactions ne contribuent d'ailleurs pas à la dose dans les volumes d'intérêt. Ainsi, il est possible d'épargner des ressources de calcul en évitant de simuler inutilement deux fois ces interactions et de converger plus rapidement et plus efficacement vers un calcul de dose dans les deux transducteurs avec une incertitude statistique convenable. De plus, le fait que les deux simulations partagent le même historique d'interaction entraîne une corrélation entre les doses calculées dans les deux cavités. Cette corrélation participe à la réduction de l'incertitude statistique sur le calcul du facteur de réponse bi-média, puisque le biais qui affecte l'estimation de chaque dose est dans le même sens. Le principe de la technique est illustré schématiquement sur la figure 3.8. La première simulation est réalisée dans un milieu homogène, où le volume d'intérêt est rempli d'eau, comme représenté sur la figure 3.8a. Les particules sont divisées en deux catégories selon leurs parcours dans le milieu : Celles de Type I ont un parcours qui ne traverse pas le volume d'intérêt alors que celles de Type II, traversent le volume d'intérêt. La simulation des deux matériaux transducteurs dans le volume d'intérêt est ensuite réalisée en ne rejouant que les particules de Type II comme cela apparaît sur la figure 3.8b.

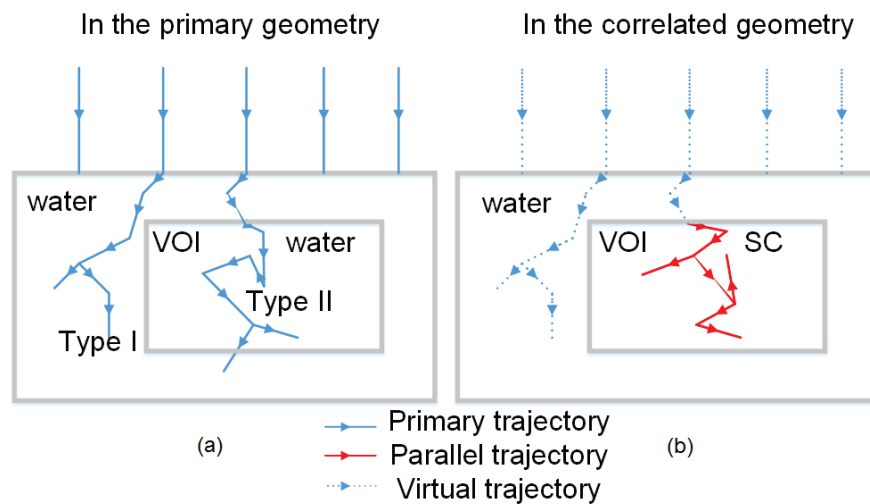


FIGURE 3.8 – Principe de la technique de réduction de la variance par échantillonnage corrélé : a) simulation initiale dans un milieu homogène b) simulation complémentaire pour chaque transducteur.

### 3.3.2 Mise en œuvre et validation de l'échantillonnage corrélé dans le code PENELOPE

#### 3.3.2.1 Modalités de mise en œuvre de l'échantillonnage corrélé

Il existe plusieurs mises en œuvre possibles de la technique d'échantillonnage corrélé. La méthode, initialement proposée par Bielajew [174] consiste à répéter dans les cavités de natures différentes les parcours de particules primaires qui ont interagi avec la cavité. Pour cela, il suffit de mémoriser le numéro d'initialisation du pseudo-aléa associé au parcours considéré. Ma et Nahum ont proposé une amélioration de cette méthode [175]. Il s'agit de suivre les particules jusqu'à ce qu'elles arrivent à l'interface avec la cavité. A partir de là, il est possible de construire un espace des phases intermédiaire qui sera utilisé pour la simulation des différentes cavités. Cette méthode est simple à implémenter et reste compatible avec l'utilisation conjointe d'autres techniques de réduction de variance. Cette méthode a été mise en œuvre dans le code EGSnrc par Buckley et al. puis a été largement utilisée pour le calcul des facteurs de perturbation pour les chambres d'ionisation [177, 178, 179]. Par contre, il existe à notre connaissance peu d'implémentation sous PENELOPE. On peut cependant citer les travaux d'Eklund et Ahnesjö [166], qui sauvegardent l'état des particules dans un fichier d'espace de phase (Phase Space Files, PSF) à l'interface avec la région d'intérêt. Cependant, cette implémentation exige de copier le PSF avec un volume de données important pour chaque simulation. De plus, l'utilisation du PSF introduit une fluctuation statistique, appelé "latent variance", parce que le nombre de particules dans un PSF est fixé [180].

Etant donné que nos simulations sont effectuées sur un cluster de calcul, il n'est pas efficace de transférer des PSFs volumineux sur chaque unité locale de calcul. Il nous paraît plus intéressant de mettre en œuvre l'échantillonnage corrélé au fil de l'eau et de modifier dans ce sens le code PENELOPE. Nous avons choisi de coder cette modification dans le programme PENEASY qui est un nouveau programme principal de PENELOPE, développé par J. Sempau et A. Badal [181]. Il s'agit d'un programme remplaçant PENMAIN et qui a l'avantage d'être plus modulaire.

Nous avons choisi de remplacer la pile utilisée pour le stockage temporaire des particules secondaires **SECPAR**, par un tableau des piles afin de simuler dans des géométries corrélées. Ces piles fonctionnent comme autant d'espaces de phase

intermédiaires et sont associées à un indicateur qui permet de réitérer l'étape courante de simulations dans toutes les géométries corrélées comme cela apparaît sur la figure 3.8. Chaque autre pile utilisée dans le code original pour la sauvegarde temporaire des quantités d'intérêt a été également déclinée en piles associées aux géométries.

Sur l'organigramme du programme PENEASY modifié présenté sur la figure 3.9, le bloc de droite correspond au processus original, avec pour seule modification l'ajout d'une pile de particules secondaires pour stocker temporairement les particules qui arrivent à l'interface avec le volume d'intérêt. Dans ce cas, le nombre pseudo-aléa est enregistré et permet d'obtenir une corrélation maximale pour la simulation des différentes géométries. Quand la simulation de toutes les particules secondaires issue d'une particule primaire est terminée, c'est-à-dire que la pile des particules secondaires est vide, la simulation se poursuit dans les géométries corrélées (bloc de gauche de la figure 3.9). Pour simplifier la représentation, le bloc de gauche ne fait apparaître qu'une seule boucle, mais en réalité, il y aura autant de boucles que de géométries corrélées. La boucle pour chaque géométrie corrélée se termine lorsque la pile associée de particules secondaires est vide. Selon le cas, on passe soit à la géométrie corrélée suivante, soit à la simulation de la particule primaire suivante.

Le maximum d'efficacité est obtenu en définissant le volume de corrélation le plus petit possible comme cela a été montré par Buckley et al. [177]. Ainsi, il est optimal de définir l'interface de cette cavité comme la surface d'entrée de phase d'espace intermédiaire. Par contre, si en plus la taille et/ou la forme de la cavité d'intérêt varient d'une géométrie à l'autre, il conviendra de choisir un volume qui englobe l'ensemble des géométries de cavité et de stocker les particules dans l'espace de phase à l'interface avec ce volume. Nous avons implémenté l'ensemble de ces fonctionnalités dans PENEASY en nous appuyant sur le travail de Wulff et al. [178].

L'échantillonnage corrélé peut être utilisé conjointement avec d'autres techniques de réduction de variance pour optimiser l'efficacité de simulations. C'est d'autant plus nécessaire que l'on souhaite simuler de petites cavités dans un large volume irradié ce qui impose un nombre de particules primaires très important pour avoir suffisamment d'interactions dans la cavité. Les sous-routines de réduction de la variance déjà disponibles dans PENELOPE ont été légèrement modifiées pour les rendre compatibles avec l'échantillonnage corrélé. L'interaction forcée nous a paru particulièrement bien adaptée pour nos simulations. Il s'agit

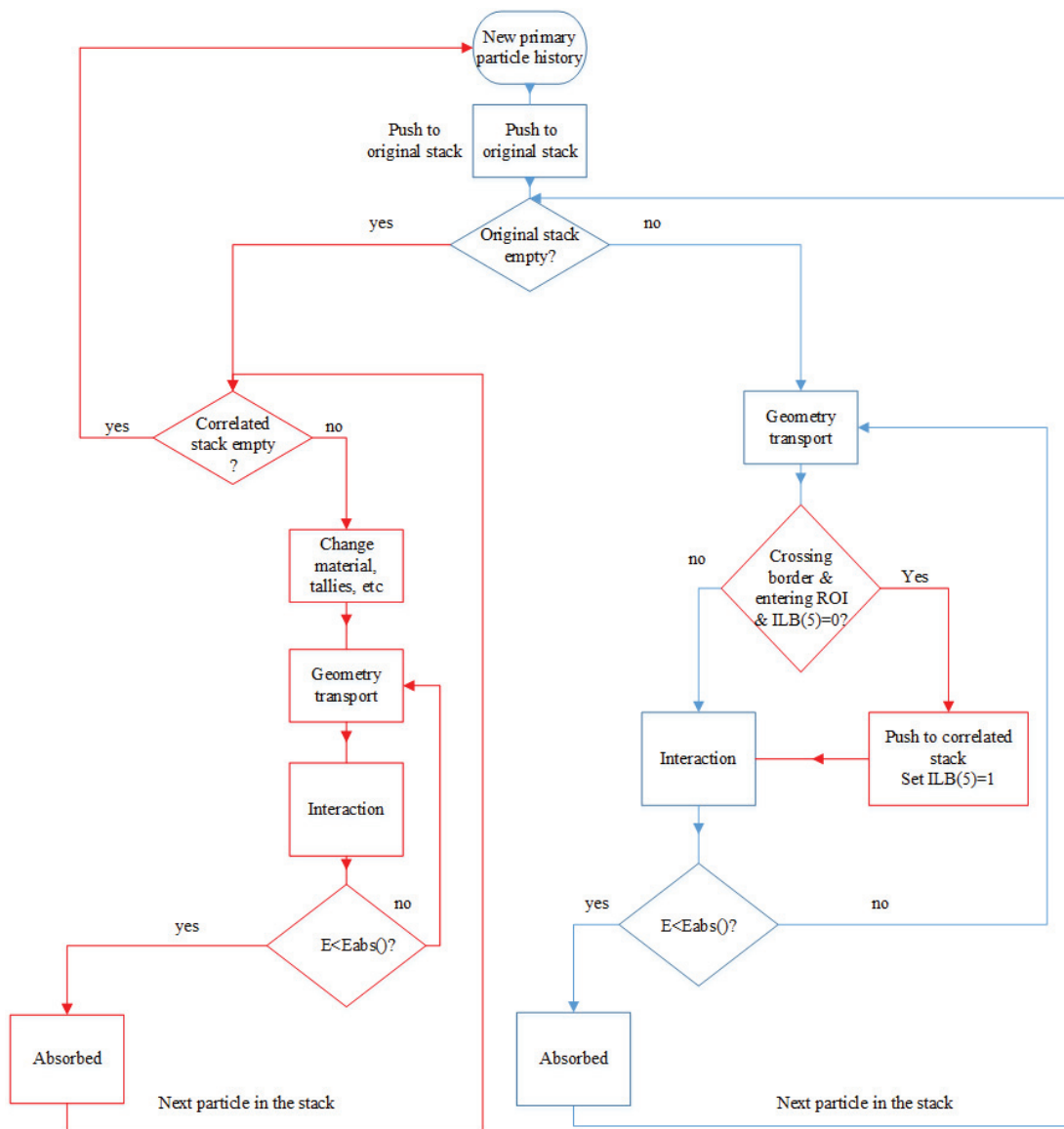


FIGURE 3.9 – Organigramme du programme PENEASY modifié pour mettre en œuvre l'échantillonnage corrélé. Les modifications apparaissent en rouge sur l'organigramme.

d'augmenter arbitrairement la section efficace d'interaction et de diminuer ainsi le libre parcours moyen d'une particule par un facteur  $b$ . Les particules secondaires créées avec la section efficace augmentée possèdent un poids statistique  $1/b$ , en supposant que le poids statistique de la particule originale soit égal à 1. Il en résulte une augmentation des densités de particules dans le volume d'intérêt par un facteur  $b$  et ainsi une réduction de l'incertitude statistique sur la quantité d'intérêt dans le volume, pour une durée de simulation donnée. Une étude paramétrique dont les résultats sont présentés plus loin a permis de confirmer l'apport de cette technique.

### 3.3.2.2 Calcul de l'incertitude sur un rapport de doses

L'incertitude statistique sur la quantité d'intérêt est calculée dans chaque géométrie séparément. Néanmoins, comme il existe une corrélation statistique entre les quantités calculées pour chaque géométrie, cette corrélation doit être prise en compte pour le calcul de l'incertitude statistique quand il s'agit de différences ou de rapports des quantités d'intérêt évaluées pour différentes géométries. Par exemple, l'incertitude statistique qui affecte un rapport de doses (utilisé par exemple pour évaluer le facteur de réponse bi-média) est définie par :

$$\frac{\sigma_{D_a}/\sigma_{D_b}}{\sigma_{D_a}/\sigma_{D_b}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{D_a}}{\sigma_{D_a}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{D_b}}{\sigma_{D_b}}\right)^2 - \frac{2 \cdot \sigma_{D_a,D_b}}{(N-1)(\overline{D_a} \cdot \overline{D_b})}} \quad (3.9)$$

où  $N$  correspond au nombre de particules primaires simulées,  $D_a$  et  $D_b$  les doses estimées respectivement dans les matériaux transducteurs  $a$  et  $b$ , et  $\sigma_{D_a,D_b}$  est la covariance entre  $D_a$  et  $D_b$ , qui est définie par :

$$\sigma_{D_a,D_b} = \frac{\sum_{i=1}^N D_a^i D_b^i}{N} - \frac{\sum_{i=1}^N D_a^i \sum_{i=1}^N D_b^i}{N^2} \quad (3.10)$$

Comme PENELOPE estime l'incertitude statistique à partir de chaque histoire primaire [180], il est nécessaire d'introduire une matrice `covedep(mat(a),mat(b))` pour mettre à jour  $\sum_{i=1}^N D_a^i \sum_{i=1}^N D_b^i$  à la fin de chaque histoire primaire.

Le coefficient de corrélation entre les deux doses  $D_a$  et  $D_b$  est calculée par :

$$\rho_{D_a,D_b} = \frac{\sigma_{D_a,D_b}}{\sigma_{D_a} \cdot \sigma_{D_b}} \quad (3.11)$$

On remarque sur l'équation 3.9 et 3.10 qu'une corrélation positive entre  $D_a$  et  $D_b$  a pour effet de réduire l'incertitude statistique sur le rapport de doses.



Bien que dans le cas général, la corrélation puisse varier de -1 à 1, dans notre cas, les différentes géométries étant irradiées avec l'échantillonnage corrélé par des particules issues du même espace de phase intermédiaire, le coefficient de corrélation,  $\rho_{D_a, D_b}$  reste strictement positif et il y a bien réduction de variance. A titre d'exemple, pour le calcul du facteur de réponse du GaN dans un faisceau de photons 6 MV, la corrélation est  $\sim 0,45$  ( $\rho_{D_{\text{GaN}}, D_w}$ ) alors qu'elle est supérieure à 0,7 pour le silicium ( $\rho_{D_{\text{Si}}, D_w}$ ).

### 3.3.2.3 Validation de la mise en œuvre et de l'apport de l'échantillonnage corrélé

Dans un premier temps nous avons vérifié que l'échantillonnage corrélé tel qu'il a été mis en œuvre n'introduit pas d'erreur systématique. Pour cela nous avons comparé la valeur du facteur de réponse dosimétrique calculée avec d'une part le code original et d'autre part avec le code modifié mettant en œuvre l'échantillonnage corrélé. Cette comparaison a été réalisée pour un faisceau parallèle de photons mono-énergétiques à 1 MeV, qui irradie un fantôme d'eau semi-infini, comprenant un volume d'intérêt sur l'axe du faisceau et à 5 cm de profondeur dans le fantôme. Le volume d'intérêt est rectangulaire parallélépipédique et d'une taille  $0,6 \times 0,6 \times 1 \text{ mm}^3$  (pour modéliser le transducteur GaN utilisé dans certaines sondes). Les différentes géométries corrélées correspondent à un volume d'intérêt constitué successivement avec de l'eau, du silicium, du GaN, du Phosphore de Gallium (GaP), du Germanium (Ge), de l'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), de l'alanine, et du PMMA. Ces matériaux, semi-conducteurs et isolants présentent tous un intérêt dosimétrique. Un champ d'irradiation de  $0,1 \times 0,1 \text{ cm}^2$  a été choisi. Ce champ n'a pas de sens clinique, mais il est utilisé uniquement pour augmenter l'efficacité de la simulation et accélérer la phase de benchmark. Nous avons calculé les facteurs de réponse de chaque matériau en évaluant le rapport entre la dose dans ce matériau  $D_a$  et celle dans l'eau  $D_w$ . Les résultats calculés avec le code original (sans échantillonnage corrélé) sont considérés comme des valeurs de référence. L'écart relatif  $\Delta$  est calculé comme suit :

$$\Delta = \frac{(D_w/D_a)_{\text{CS}} - (D_w/D_a)_{\text{original}}}{(D_w/D_a)_{\text{original}}} \quad (3.12)$$

La figure 3.10 présente les résultats obtenus. Sur la figure 3.10a, il apparaît une bonne cohérence entre les résultats donnés par les deux codes. De plus, on

observe une réduction de la variance avec le code modifié d'autant plus grande que les matériaux ont des caractéristiques qui se rapprochent de celles de l'eau. Par ailleurs, la figure 3.10b permet de confirmer que le code modifié n'introduit pas d'erreur systématique (il n'apparaît pas de biais avec un écart maximum qui reste inférieur à 0,4% pour la fluence utilisée).

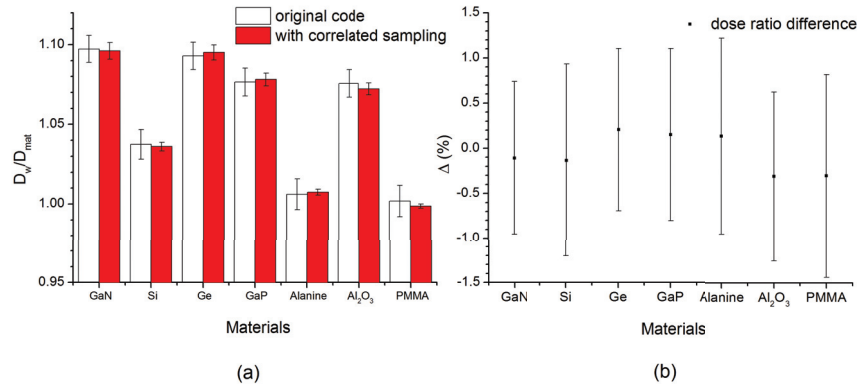


FIGURE 3.10 – a) Rapport de dose calculé par code appliqué l'échantillonnage corrélé avec celui calculé avec le code original. b) Ecart relatif entre deux séries de calcul est tracé en fonction de matériau, où l'incertitude tracée correspond à  $1\sigma$ .

Au lieu d'augmenter la fluence et donc le temps de calcul pour augmenter la précision de simulation, nous avons décidé d'activer l'interaction forcée en utilisant le même paramétrage pour les deux séries de calcul, avec une section efficace d'interaction des photons augmentée d'un facteur de 64 dans le volume d'intérêt. Nous nous sommes limités à l'étude de 6 matériaux au lieu de 8 pour réduire le temps de simulation. Grâce à cette approche, nous avons montré qu'il n'y a pas d'écart significatif entre ceux obtenus avec deux simulations séparées (code original) et une simulation mettant en œuvre l'échantillonnage corrélé : l'écart reste inférieur à 0,04%, avec une incertitude statistique inférieure à 0,1% comme le montre la figure 3.11.

Nous avons ensuite évalué l'apport de l'échantillonnage corrélé en termes d'efficacité de simulation par rapport au code original (sans activation des techniques intégrées de réduction de variance). L'évaluation de l'efficacité de simulation prend en compte la variance estimée sur la quantité d'intérêt,  $\sigma$ , et le temps de calcul associé,  $t$ . L'efficacité de la simulation est évaluée selon le critère proposé par [182] qui s'écrit :

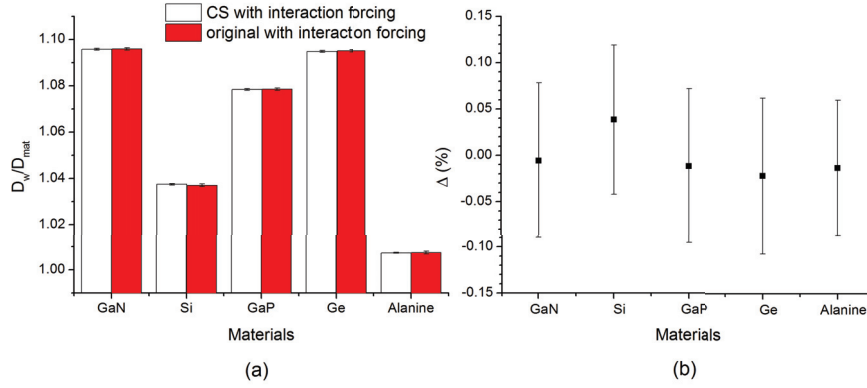


FIGURE 3.11 – a) Rapport de dose calculé avec l’interaction forcée appliquée, où le facteur d’augmentation de section efficace est à 64. b) l’écart correspondant en fonction de matériau dans la cavité d’intérêt, où l’incertitude tracé correspond à  $1\sigma$ .

$$\epsilon = \frac{1}{\sigma^2 \cdot t} \quad (3.13)$$

Il faut noter que la simulation s’effectue sur un cluster où la puissance de calcul sur chaque unité est hétérogène. Pour cela, nous avons utilisé l’unité de temps de calcul normalisée à la puissance de chaque machine, appelé HS06<sup>1</sup>, pour évaluer l’efficacité de la simulation. Il en découle que le gain en efficacité par rapport au code original  $G$  peut être quantifié par le rapport des efficacités donné par :

$$G = \frac{\epsilon}{\epsilon_{ref}} \quad (3.14)$$

où  $\epsilon_{ref}$  correspond à l’efficacité de la simulation de référence, obtenue avec le code original, sans application de techniques de réduction de variance. Ce gain d’efficacité a été évalué pour chaque matériau et tracé en fonction de la corrélation du matériau avec le milieu de référence (l’eau) sur la figure 3.12.

Les résultats présentés sur la figure 3.12 confirment l’apport de l’échantillonnage corrélé pour évaluer le ratio de dose dans la même cavité mais constituée de deux matériaux différents. Le gain est directement lié à la corrélation en termes de section efficace qui existe entre les matériaux simulés. Un gain de 100 a été mesuré pour le couple PMMA/eau, ces deux matériaux étant très proches en termes de

1. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/FIOgroup/TsiBenchHEPSPECWlcg>

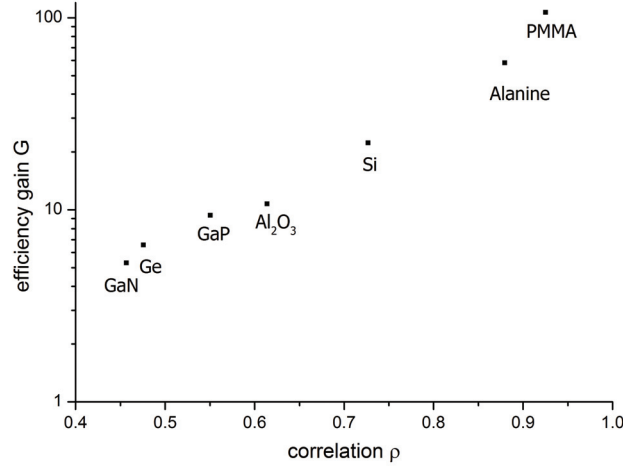


FIGURE 3.12 – Gain d'efficacité du rapport de dose sur l'eau en fonction de corrélation

leur numéro atomique et de leur masse volumique. Même pour le couple GaN/eau le gain reste significatif puisqu'il est de 4, ce qui représente une réduction de variance par un facteur de 2 par rapport au code original pour un temps de calcul fixe.

Par ailleurs, il faut remarquer que bien que le numéro atomique effectif [183] de  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$  ( $Z_{\text{eff}} = 11, 18$ ) soit plus petit que celui de silicium ( $Z = 14$ ), il existe plus de corrélation pour le couple Si/eau que pour  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ /eau. Cela peut s'expliquer par le fait que les simulations ont été réalisées avec un petit champ d'irradiation pour lequel la densité du matériau peut introduire une perturbation de fluence [184]. Cette perturbation est plus significative pour  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$  dont la masse volumique ( $\sim 4 \text{ g/cm}^3$ ) est beaucoup plus importante que celle de Si ( $\sim 2,3 \text{ g/cm}^3$ ).

Toujours dans l'objectif de valider la modification du code PENEASY, nous avons reproduit l'étude de la réponse d'une diode Si (Scanditronix-Wellhöfer EFD) irradiée par un faisceau d'électrons, étude réalisée par Wang et Rogers [185] avec le code EGSnrc. Le volume sensible de diode ( $r = 1 \text{ mm}$ ,  $h = 60 \mu\text{m}$ ) a été modélisé dans un fantôme cylindrique d'eau. Les valeurs des seuils d'énergie ont été choisis pour ces simulations à 10 keV ( $\text{EABS}(e^-) = \text{EABS}(e^+) = 10 \text{ keV}$ ,  $\text{EABS}(\text{ph}) = 10 \text{ keV}$ ). Nous avons utilisé un faisceau incident dont le spectre est celui publié dans [186] et une irradiation sur un champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .

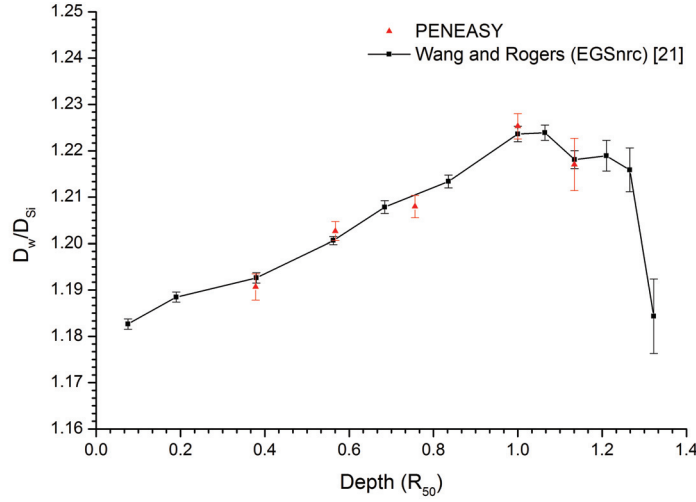


FIGURE 3.13 –  $D_w/D_{Si}$  obtenus avec le code PENEASY pour un transducteur de silicium (disque) en fonction de la profondeur du disque et pour un faisceau d’électrons à 6 MeV ( $R_{50}$  correspond à la profondeur où la dose atteint 50% de la dose maximale sur la courbe de rendement de profondeur).

La comparaison du rapport de dose  $D_w/D_{Si}$  est montrée en figure 3.13. Le rapport de dose  $D_w/D_{Si}$ , obtenu avec le code PENEASY modifié est en accord avec les résultats de Wang et Rogers [185], avec un écart maximal de 0,3% (ce qui est cohérent avec les différences généralement observées entre les codes PENELOPE et EGSnrc [130, 187]).

### 3.3.2.4 Utilisation du code PENEASY modifié pour simuler le concept bi-média

La modification du code PENEASY ayant été validée dans la section précédente, il peut être utilisé pour simuler les facteurs de réponses bi-média de différents transducteurs dosimétriques.

Dans un premier temps, nous avons utilisé le couple GaN/Si pour comparer les résultats obtenus avec ceux présentés sur la figure 3.7, obtenus avec le modèle de calcul de dose basé sur une théorie de cavité modifiée. Les simulations utilisent un faisceau d’irradiation de photons 6 MV provenant d’un CLINAC 2100/CD (Varian) modélisé par Sheikh-Bagheri [150]. Le fantôme d’eau correspond à un cylindre de rayon  $r = 20$  cm et de hauteur  $h = 30$  cm. La taille du champ

d'irradiation varie entre  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  et  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . La profondeur du transducteur varie entre 1,5 cm et 20 cm. La dose en valeur absolue (eV/g) dans la simulation a été normalisée par la fluence de particules primaires dans un champ de référence ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ) à l'entrée du fantôme d'eau, afin de pouvoir comparer les doses obtenues dans les différents champs.

Comme la variation du facteur de réponse du silicium en fonction du spectre local d'irradiation reste limitée, il est nécessaire de réaliser des simulations permettant d'atteindre une faible incertitude statistique. Par exemple, le facteur de réponse du silicium varie entre 0,892 et 0,854 sur une plage de profondeur de 0 cm à 2,645 cm pour un faisceau d'électron de 6 MeV, dans un champ de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  [185].

C'est pourquoi, nous avons utilisé la technique d'interaction forcée conjointement avec l'échantillonnage corrélé pour optimiser la réduction de variance.

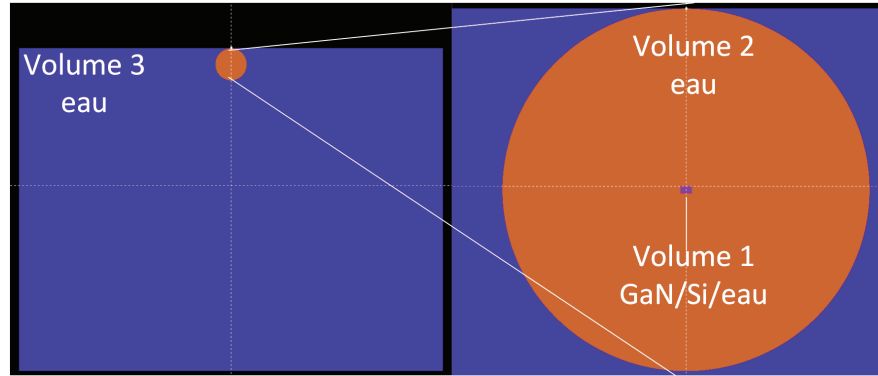


FIGURE 3.14 – Configuration géométrique utilisée pour mettre en œuvre l'interaction forcée. Le volume 2 correspond à un volume fictif d'eau sphérique de rayon de  $r=1$  cm dans lequel l'interaction forcée est appliquée. Le volume 1 correspond à un lingot parallélépipède ( $0,06 \times 0,06 \times 0,1 \text{ cm}^3$ ) représentatif de la cavité d'intérêt (eau ou transducteur).

L'interaction forcée utilisée par Wulff et al. [178] est appliquée aux photons qui se trouvent dans un volume fictif d'eau (volume 2 sur la figure 3.14) qui englobe la cavité d'intérêt. Dans ce volume, la probabilité d'interaction des photons est augmentée et les électrons secondaires créés par les photons primaires sont plus nombreux. De ce fait, la probabilité de dépôt d'énergie dans le volume d'intérêt est plus importante. La valeur moyenne de l'énergie déposée dans le volume résultant de cette interaction forcée reste non biaisée même si le spectre

local d'énergie déposée par les différents évènements a été biaisé par l'emploi de cette technique de réduction de variance. Par ailleurs, nous avons choisi, dans le volume 1 représenté sur la figure 3.14 des énergies de coupures de 200 keV pour les électrons et positons. Ce choix a pour effet de négliger la contribution des photons de Bremsstrahlung dont l'énergie est inférieure à 200 keV. Cela paraît acceptable puisqu'à 200 keV la section efficace du Bremsstrahlung représente 0,17% de la section efficace d'interaction, alors que l'incertitude statistique sur le calcul est estimée à 0,2% (à  $2\sigma$ ). Par conséquent, le biais introduit par le choix d'une énergie de coupure pour les électrons à 200 keV n'est pas significatif. Les paramètres de simulations sont résumés dans le Tableau 3.1 (cf. annexe A pour les acronymes utilisés).

Volume	1 (eau/GaN/Si)	2 (eau)	3 (eau)
EABS( $e^-$ ) /eV	$1 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$
EABS(ph) /eV	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$
EABS( $e^+$ ) /eV	$1 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$
C1	0,1	0,1	0,1
C2	0,1	0,1	0,1
WCC /eV	$1 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$
WCR /eV	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés pour les simulations bi-média GaN/Si

Nous nous sommes intéressés également au choix des deux paramètres pour appliquer cette technique, tels que le rayon du volume fictif et le facteur d'interaction forcée. Pour choisir les paramètres optimaux pour l'interaction forcée, nous avons réalisés des simulations en faisant varier le facteur d'interaction forcée entre 1 et 128 de sorte que le nombre de particules secondaires ne dépasse pas la taille de la pile secondaire (**SECPAR**) qui est de 1000. L'efficacité de simulation  $\epsilon$  est calculée à l'aide de l'équation 3.13 et le gain  $G$  est défini par rapport à l'efficacité de la simulation sans interaction forcée. Comme cette efficacité dépend aussi du matériau dans la cavité, un gain moyen d'efficacité a été calculé pour les 3 matériaux d'intérêt que sont l'eau, le silicium et le GaN. Ce gain moyen est représenté sur la figure 3.15b. Deux points intéressants peuvent être extraits de la figure 3.15 :

- L'efficacité de la simulation augmente avec le facteur d'interaction forcée jusqu'à une valeur optimale. Au-delà, l'efficacité commence à décroître parce que l'augmentation du facteur interaction n'ajoute plus d'informa-

tion supplémentaire sur le parcours des électrons dans la cavité d'intérêt alors qu'elle augmente le temps de simulation.

- Il existe une taille optimale du volume fictif pour laquelle l'efficacité de simulation atteint son maximum. Cela résulte de deux phénomènes antagonistes : i) plus le volume fictif est grand, plus il y a d'électrons secondaires pour déposer de l'énergie dans la cavité d'intérêt ; ii) plus ce volume est grand, plus il y a de parcours d'électrons secondaires simulés inutilement puisque sans interaction avec la cavité. Il existe ainsi un volume où le compromis entre ces deux effets est optimum en termes d'efficacité de simulation.

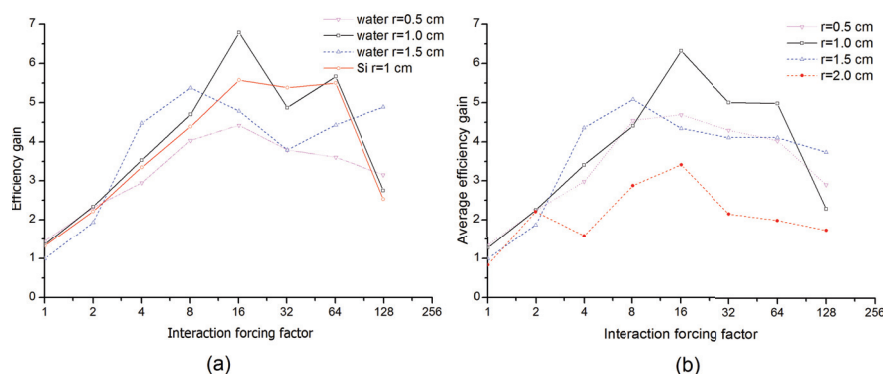


FIGURE 3.15 – a) Gain en efficacité résultant de l'interaction forcée pour différentes tailles de volumes fictifs (l'ensemble est normalisé par rapport à une simulation sans interaction forcée avec un volume fictif sphérique de  $r = 1$  cm). b) Gain moyen pour les trois matériaux d'intérêt (eau, silicium et GaN).

Pour le champ de  $5 \times 5$  cm<sup>2</sup>, les conditions optimales d'interaction forcée correspondent à un volume fictif sphérique de rayon  $r = 1$  cm associé à un facteur d'interaction forcée de 16. Il faut noter que le facteur optimal d'interaction forcée dépend de la taille du champ d'irradiation. Nous n'avons pas caractérisé les paramètres optimaux d'interaction forcée pour toutes les tailles de champ mais nous avons déterminé les facteurs d'interaction forcée optimaux à partir de celui obtenu pour le champ de  $5 \times 5$  cm<sup>2</sup>. Pour cela, nous avons fait l'hypothèse que les probabilités d'interaction des photons dans la cavité d'intérêt évoluent comme les rapports des surfaces des champs d'irradiation correspondants. Ainsi, on peut calculer le rapport de la dose dans différentes tailles de champ sans chercher exhaustivement les facteurs de simulations optimaux. Il est à noter que la taille



du volume fictif ne dépend pas de la taille du champ, mais dépend de l'énergie du faisceau. Pour un faisceau de 6 MV, l'équilibre électronique est atteint à partir d'une épaisseur équivalente tissu de  $\sim 1,5$  cm, et de ce fait le rayon du volume fictif doit rester inférieur à cette dimension (pour éviter de simuler des électrons secondaires qui seraient absorbés avant d'arriver dans le volume d'intérêt). Le tableau 3.2 résume les facteurs d'interaction forcée et les tailles de volume fictif utilisés pour les différents champs d'irradiation simulés.

Taille du champ (cm <sup>2</sup> )	Facteur d'interaction forcée
$3 \times 3$	8
$5 \times 5$	16
$10 \times 10$	64
$20 \times 20$	128

TABLE 3.2 – Facteur d'interaction forcée utilisé pour différentes tailles de champs carrés avec un volume fictif sphérique de rayon  $r=1$  cm (faisceau de photons 6 MV).

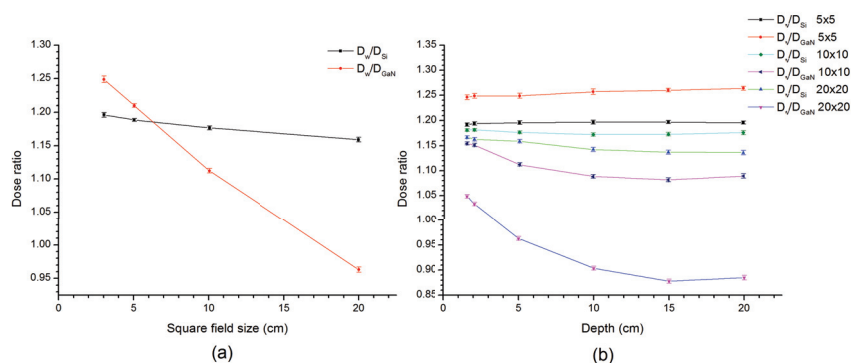


FIGURE 3.16 – Rapport de dose,  $D_w/D_{GaN}$  et  $D_w/D_{Si}$  en fonction a) de la taille du champ à 5 cm de profondeur ; b) de la profondeur dans des différents champs.

La figure 3.16a montre le rapport de dose en fonction de la taille du champ à 5 cm de profondeur dans le fantôme. Nous pouvons observer que la sur-réponse de GaN/Si augmente avec la taille du champ, ce qui résulte d'une contribution plus significative des photons diffusés de basse énergie. La figure 3.16b montre le rapport de dose en fonction de la profondeur. L'évolution du rapport de dose n'est pas monotone en fonction de la profondeur, notamment pour les grandes ouvertures de champ, où il y a à la fois durcissement du faisceau et une contribution plus significative des photons diffusés de basse énergie.

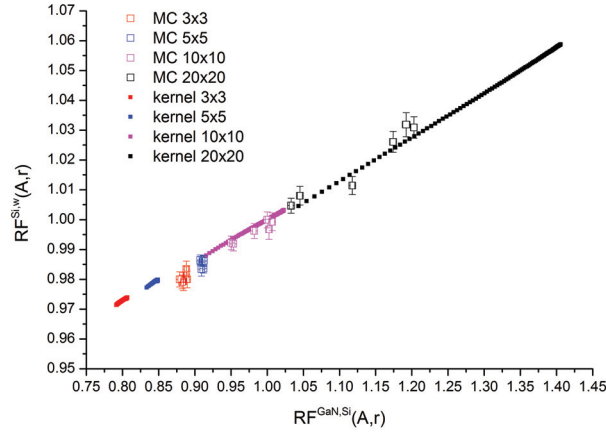


FIGURE 3.17 – Facteur de réponse du silicium,  $RF^{Si,w}$ , en fonction du facteur de réponse bi-média  $RF^{GaN,Si}$  pour différentes tailles de champ sous un faisceau de photon 6 MV. Les facteurs de réponses sont calculés soit à partir du modèle de calcul de dose basé sur la théorie de cavité modifiée, soit par simulation Monte Carlo avec échantillonnage corrélé et interaction forcée.

Le facteur de réponse du silicium et le facteur de réponse bi-média GaN/Si ont été calculés avec le code PENEASY modifié. Echantillonnage corrélé et interaction forcée ont été mis en œuvre pour augmenter l'efficacité de simulation et réduire la variance sur les résultats. Les résultats de simulation sont présentés sur la figure 3.17 et ont été normalisés pour la condition de référence suivante : position sur l'axe à 10 cm de profondeur pour un champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus précédemment en utilisant le modèle de calcul de dose basé sur la théorie de cavité modifiée et présentés également sur la figure 3.17. On observe néanmoins que les facteurs de réponse du silicium calculés par simulations Monte Carlo varient moins linéairement avec le facteur de réponse bi-média que ceux calculés avec le modèle de dose. Par exemple, dans le cas d'un champ de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ , le facteur de réponse du silicium,  $RF^{Si,w}$  estimé à partir du facteur de réponse bi-média,  $RF^{GaN,Si}$ , s'écarte de 0,3% de la droite de tendance. Cependant, cet écart reste acceptable et cela sur toute la plage de conditions d'irradiation testées.

Par ailleurs, la figure 3.17 met en évidence des différences entre les résultats obtenus par simulations Monte Carlo et ceux calculés à partir du modèle de calcul de dose introduit dans le chapitre 2. Pour analyser l'origine de ces différences, nous

avons tracé, sur la figure 3.18, les doses normalisées dans l'eau dans le GaN et dans le silicium, obtenues soit avec la simulation soit avec le modèle pour différentes profondeurs de mesure. Les doses normalisées dans l'eau obtenues par les deux approches ne diffèrent pas plus de 1%. Ce résultat est conforme à nos attentes car le noyau de type “pinceau” utilisé pour convoluer la fluence locale a été obtenu par des simulations Monte Carlo avec une configuration géométrique identique. De plus, calculer la dose dans l'eau dans un fantôme d'eau n'introduit aucune hétérogénéité et l'hypothèse de la théorie de grande cavité (LCT) est valide.

Par contre, pour les doses dans les transducteurs silicium et GaN, il y a un écart significatif entre les deux approches (modèle et simulations). Dans le champ de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , la dose dans le GaN évaluée par le modèle est 20% plus importante que celle obtenue par simulation. Pour le silicium, cet écart est de 5% pour le même champ. Cette surestimation de la réponse avec le modèle de calcul de dose a déjà été observée pour le GaN quand on a comparé les résultats de calcul et de mesure notamment sur la figure 2.25, mais l'écart était moins important. On peut attribuer cet écart à la perturbation d'hétérogénéité introduite par le transducteur que ce soit le GaN ou le silicium, perturbation qui n'est pas prise en compte par le modèle. Néanmoins, il serait nécessaire de réaliser une étude complémentaire pour confirmer ce point.

### 3.4 Discussion

Les travaux présentés dans cette section ont consisté dans un premier temps à modifier le code PENELOPE pour mettre en œuvre l'échantillonnage corrélé afin de simuler efficacement les configurations de transduction bi-média. Nous avons ensuite pu confirmer les résultats préliminaires obtenus avec le modèle de calcul de dose basé sur la théorie de cavité modifiée. Bien qu'il existe une différence entre le facteur de réponse calculé par la simulation Monte Carlo et celui calculé par le modèle de dose de la théorie de cavité, les deux méthodes de calcul montrent qu'il est possible d'identifier le facteur de réponse du silicium à partir du facteur de réponse bi-média GaN/Si mesuré et cela sans connaissance a priori des conditions d'irradiation. Les limites de cette étude sont que : i) nous n'avons étudié que des faisceaux de photons 6 MV, et la possibilité d'appliquer ce concept bi-média à d'autres énergies (18 MV ou 22 MV) reste à étudier. ii) le couple GaN/Si de transducteurs n'est pas bien adapté puisque le GaN est

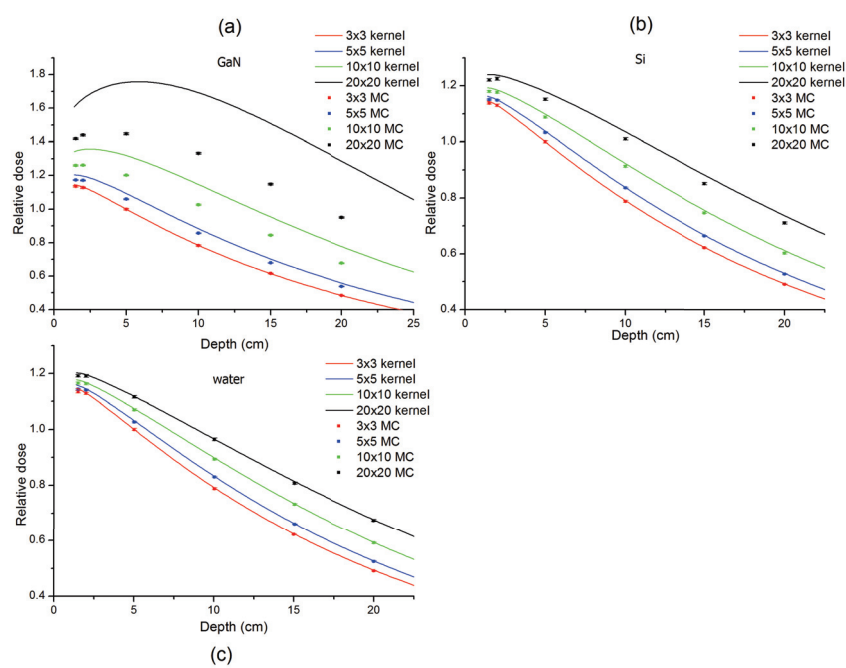


FIGURE 3.18 – Dose en fonction de la profondeur pour 4 tailles de champ a) dans le GaN, b) dans le silicium, et c) dans l'eau. Les doses ont été normalisées à 5 cm de profondeur dans un champ de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$ .

un transducteur radioluminescent alors que le silicium réalise une transduction radioélectrique. Nous avons essayé de définir des critères de choix d'un couple de matériaux transducteurs pertinents pour la conception d'un dosimètre bi-média :

- Chaque matériau transducteur pris séparément doit avoir un intérêt dosimétrique (bon rendement de transduction, bonne résistance aux radiations) Les 2 matériaux doivent avoir le même mode de transduction (soit radioélectrique, soit radio-luminescent) ;
- Les numéros atomiques des 2 matériaux doivent être suffisamment différents pour que la dépendance en énergie de leur réponse dosimétrique diffèrent significativement ; Les masses volumiques des deux matériaux doivent être aussi proches celle de l'eau/tissu possible pour limiter les perturbations sous petit champ d'irradiation ;

Pour les transducteurs radioélectriques, il en ressort que les couples de transducteurs radioélectriques suivants GaAs/Si, GaP/Si, GaAs/SiC, GaP/SiC sont potentiellement intéressants pour une dosimétrie bi-média, avec les critères et l'analyse élaborés ci-dessus.

Dans le cas d'une transduction radioluminescente, la différence d'énergie de gap entre deux matériaux permet d'avoir des émissions de radioluminescence dans des bandes spectrales distinctes, ce qui permet la collecte du signal émis par les deux transducteurs au moyen d'une seule fibre optique, la discrimination spectrale étant réalisée au niveau de l'étage de photodétection. D'autres matériaux inorganiques isolants d'intérêt peuvent être intéressants en association avec le GaN pour l'approche bi-média radioluminescente qu'il s'agisse du LSO, LYSO ou YSO ou de l' $\text{Al}_2\text{O}_3$  : C.

### 3.5 Conclusion du chapitre

Le concept d'un dosimètre bi-média constitué de deux transducteurs non équivalents au tissu a été étudié en utilisant d'une part le modèle de calcul de dose présenté au chapitre 2 et d'autre part des simulations Monte Carlo avec le code PENELOPE. Pour cette dernière approche, le code a été modifié pour mettre en œuvre l'échantillonnage corrélé, technique de réduction de variance permettant d'améliorer significativement l'efficacité de simulation des configurations bi-média. La preuve de concept a été établie sur un faisceau de photons 6 MV et avec le couple de transducteurs GaN/Si. Bien que la relation entre le facteur

de réponse du silicium et le facteur de réponse bi-média GaN/Si ne soit pas bi-univoque notamment pour les petits champs d'irradiation, il existe une courbe de tendance qui permet d'estimer avec suffisamment de précision le facteur de réponse du silicium à partir du facteur bi-média mesuré. Grâce aux outils développés et utilisés dans ce chapitre, l'étude du concept avec des faisceaux 18 MV ou 22 MV et avec d'autres couples de matériaux pourra être menée efficacement. Le modèle de calcul de dose basé sur la base de données "Pencil Beam" permet une première évaluation rapide d'un couple de transducteurs ; La simulation Monte Carlo avec échantillonnage corrélé et interaction forcée permet une analyse plus fine pour établir la courbe reliant le facteur de réponse bi-média au facteur de réponse du transducteur de plus faible numéro atomique.

Par ailleurs, des critères de choix de couples de transducteurs semi-conducteurs pertinents ont été proposés et ouvrent des perspectives d'études complémentaires intéressantes. La conception de dosimètres bi-média GaN/YSO et GaN/GaAs est à l'étude à l'INL et leur caractérisation sur des installations cliniques devrait permettre de confirmer la viabilité pratique du concept proposé.



## Chapitre 4

# Application pour la dosimétrie en curiethérapie HDR

### 4.1 Introduction

En curiethérapie HDR, le protocole de traitement comprend une séquence de positions d'arrêt de la source avec un temps d'exposition pour chaque position, ce qui permet de “sculpter” un profil de dose adapté à la cible thérapeutique et ainsi de réaliser une irradiation conformationnelle préservant au mieux les tissus sains et les organes à risques. Ce protocole est mis en œuvre par le projecteur de source conformément au plan de traitement. Plusieurs paramètres physiques peuvent impacter significativement la réalisation du traitement avec des conséquences en termes d'efficacité et de sécurité de celui-ci. En effet, le haut débit de dose nécessite une gestion fine des temps d'exposition (dwell time). Les forts gradients de dose ( $\pm 50\%$  par mm à 4 mm de la source et  $\pm 5\%$  par mm à 20 mm [58]) requièrent une grande précision de positionnement de la source. Par exemple, la précision intrinsèque de positionnement du projecteur de source Nuclétron est estimée à  $\pm 1$  mm [29], ce qui introduit une incertitude sur la dose de  $\pm 5\%$  à une distance de 20 mm de la source. Il existe d'autres sources d'erreurs qui peuvent conduire à des accidents dosimétriques et le rapport de ICRP “ Prevention of high-dose-rate brachytherapy accidents ” a dénombré plus de 500 accidents de curiethérapie HDR dans le monde [54].

Pour mettre en œuvre un contrôle qualité efficace du traitement de curiethérapie HDR, l'AAPM recommande le contrôle de la position de la source, du temps d'exposition, et de la distribution de la dose déposée dans les tissus [31].



Palmer et al. [55] ont suggéré distinguer 4 niveaux pour le contrôle qualité de la chaîne du traitement : 1) la distribution dosimétrique de la source HDR ; 2) le système de planification du traitement ; 3) la performance de l'équipement de traitement et 4) la vérification de l'administration du traitement. Nous adressons dans ce travail plus particulièrement les deux derniers niveaux pour détecter les erreurs introduites dans la chaîne d'administration du traitement qu'elles soient matérielles ou humaines.

Un système de contrôle qualité en curiethérapie doit mettre en œuvre un ou plusieurs dosimètres aussi ponctuels que possible pour permettre une bonne résolution spatiale et être compatible des forts gradients de dose [188]. La chambre d'ionisation, dosimètre de référence en radiothérapie ne permet pas de réaliser de telles mesures dosimétriques ponctuelles. De ce fait, on trouve dans la littérature plusieurs études récentes, qui ont pour objectifs de développer un système de contrôle qualité pour vérifier la position de la source et le temps d'exposition. Nous décrivons ces différentes approches dans le paragraphe suivant.

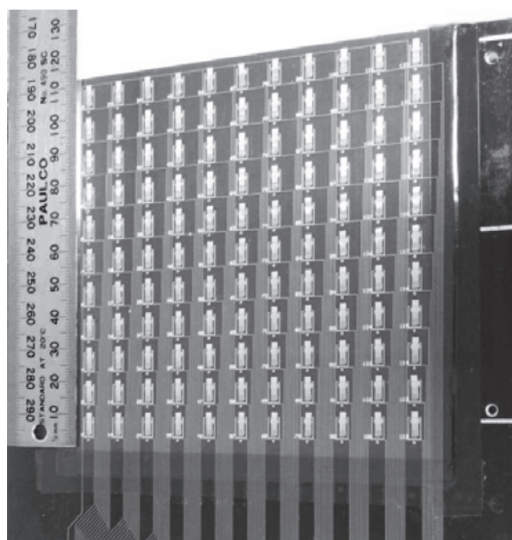


FIGURE 4.1 – “ Magic plate ”, matrice de diodes pour le contrôle qualité en curiethérapie HDR [189].

La première approche consiste à utiliser des modalités d'imagerie à la vérification de la position de la source. Duan et al. ont mis en œuvre un système d'imagerie type sténopé couplé avec fluoroscopie rayon X pour la vérification *in vivo* de la position de la source HDR [190]. Avec deux sténopés d'un diamètre

de 0,5 mm, le système permet une résolution en position de 1 mm. Gong et al. ont proposé d'utiliser conjointement imagerie ultrasonore et fluoroscopie pour localiser la position de la source implantée dans la prostate avec une résolution comprise entre 1,5 mm et 2,5 mm [191].

Les dosimètres MOSFET sont intéressants du fait de leur faible volume de transduction (localisé dans l'oxyde de grille) et de leur réponse en temps réel. Reniers et al. [192] ont évalué la performance d'un dosimètre MOSFET pour la dosimétrie *in vivo* en curiethérapie HDR gynécologique. Ils ont constaté que la résolution dans le fantôme gynécologique pour certaines positions est de  $\sim 5$  mm à cause de la dépendance angulaire de la réponse du MOSFET. Espinoza et al. [189] ont aussi décrit un système de contrôle qualité pour la curiethérapie HDR, composé d'une matrice de diodes épitaxiales, présenté sur la figure 4.1. Avec ce système, 75% des positions sont mesurées à un écart inférieur à 0,5 mm de la position planifiée.

L'utilisation de dosimètres radioluminescents ou OSL en curiethérapie HDR a également été étudiée. Therriault-Proulx et al. ont effectué une mesure dosimétrique dans un fantôme avec un dosimètre à base de scintillateur plastique [193]. Kertzcher et al. ont utilisé un système dosimétrique à base d'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ) pour localiser la position de la source dans un applicateur de traitement gynécologique [62]. Leurs études montrent que le système dosimétrique de  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$  a détecté systématiquement les erreurs de positionnement de l'applicateur supérieur à 5 mm.

D'autres études portent sur l'utilisation de dosimètres TLD, diamant et de films radiochromiques [194, 195, 196]. Il n'existe pas à ce stade de consensus sur une technologie de détecteur optimale pour la dosimétrie *in vivo* en curiethérapie HDR [197]. Chaque type du dosimètre est évalué par une série de critères : volume sensible, équivalence au tissu, possibilité de dosimétrie *in vivo* et dépendance angulaire.

Par comparaison avec ces différentes technologies et selon ces critères, il nous a semblé que la technologie dosimétrique GaN a de l'intérêt pour la dosimétrie en curiethérapie HDR du fait de sa grande sensibilité qui permet de mettre en œuvre avec un très faible volume de transduction (dosimétrie ponctuelle) avec une réponse en temps réel [7].

Ce chapitre présente l'étude de conception et de caractérisation d'un système de contrôle qualité en curiethérapie basé sur la radioluminescence du GaN.

## 4.2 Instrumentation

Le système d'assurance qualité en curiethérapie HDR est composé d'un fantôme cylindrique de PMMA instrumenté avec deux sondes dosimétriques GaN connectées à deux photomultiplicateurs silicium (SiPM, MPPC C11208, Hamamatsu Photonics K.K., Japan), comme le montre la figure 4.2a.

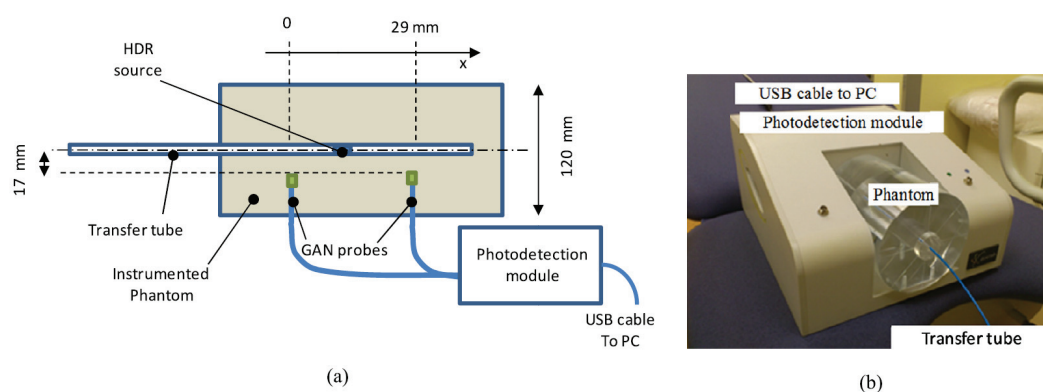


FIGURE 4.2 – a) Schéma du système de contrôle qualité en curiethérapie ; b) photo du système avec un cathéter de traitement sur l'axe du fantôme.

Les deux SiPMs sont intégrés dans le module de photodétection. Les sorties analogiques des modules SiPM sont connectées à une carte d'instrumentation développées à l'INL qui met en œuvre des comparateurs, un module FPGA et une interface USB. Cela permet de réaliser la photodétection sur 2 voies synchrones en mode comptage de photons sur une fenêtre de 100 ms. Le module de photodétection est connecté par liaison USB à un PC qui grâce un logiciel, développé sous Labwindows CVI, réalise le traitement et la sauvegarde des données et l'interface homme machine. Un blindage en plomb a été utilisé dans le boîtier pour protéger les photodétecteurs des irradiations par les photons diffusés.

Le fantôme cylindrique en PMMA possède un diamètre de 120 mm et une hauteur de 150 mm. Il comprend sur son axe un canal utilisé pour l'insertion du cathéter de traitement dans lequel la source HDR se déplace. Chaque sonde dosimétrique est constituée d'un cristal transducteur GaN de forme parallélépipédique ( $0,6 \times 0,6 \times 1 \text{ mm}^3$ ), collé à l'extrémité d'une fibre optique en silice fondue (SEDI Fibre, France) dont le diamètre de cœur est de 600  $\mu\text{m}$ . Les sondes sont gainées par un tube en polyétheréthercétone (PEEK) de diamètre externe

1,6 mm qui est un matériau biocompatible [198]. Le choix du PEEK permettra d'utiliser ces mêmes sondes pour des applications en dosimétrie *in vivo*. Les deux sondes sont placées à 20 mm de l'axe du cylindre et sont distantes de 29 mm. Comme la distance entre l'axe du fantôme et les sondes est fixe, la distance source détecteur et l'angle d'irradiation de chaque sonde dépendra de la position axiale de la source,  $x$ .

Ce fantôme d'assurance qualité a été étudié avec un projecteur de source MicroSelectron HDR (Nucletron, Elekta) équipé d'une source  $^{192}\text{Ir}$  avec une activité initiale de 370 GBq, et un projecteur MultiSource Bebig (Eckert & Ziegler Bebig) équipé d'une source  $^{60}\text{Co}$  avec une activité initiale de 74 GBq.

### 4.3 Etude de caractérisation du transducteur GaN en curiethérapie HDR

Bien que le transducteur GaN ait été largement caractérisé en radiothérapie externe [9], il est nécessaire d'étudier spécifiquement le comportement de ce transducteur lorsqu'il est irradié par une source de radiothérapie HDR. Beaucoup de paramètres sont susceptibles d'influencer la réponse dosimétrique du transducteur GaN comme par exemple le spectre d'émission de la source ( $^{192}\text{Ir}$  ou  $^{60}\text{Co}$ ), le débit de dose (la distance source détecteur), l'angle d'irradiation, la température, la contribution parasite introduite par les luminescences parasites de la partie irradiée de la fibre optique. Nous allons présenter dans les parties suivantes les études de caractérisation pour chacun de ces paramètres. Chaque fois que cela sera pertinent, nous comparerons les résultats obtenus en curiethérapie par rapport à ceux obtenus en radiothérapie externe.

#### 4.3.1 Dépendance au débit de dose

La réponse dosimétrique du transducteur GaN sous des faisceaux photons thérapeutiques issus d'un LINAC ne montre pas de dépendance au débit de dose sur la plage 1 Gy/min à 6 Gy/min [199]. La figure 4.3 montre l'évolution de la réponse dosimétrique du transducteur pour une minute d'irradiation et différents débits de dose. Il est à noter que le débit de dose affiché par la console de traitement correspond à un débit de dose moyen alors que le débit de dose instantané lors des tirs de radiothérapie est très supérieur ( $\sim 4000$  Gy/min).

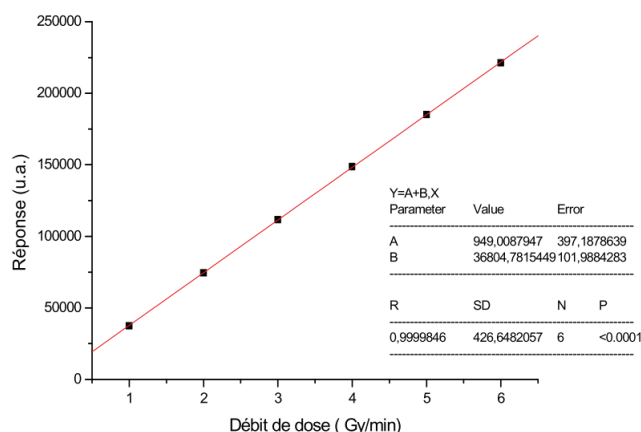


FIGURE 4.3 – Réponse dosimétrique du transducteur GaN en fonction du débit de dose pour une irradiation avec un faisceau de photons de 6 MV (CLINAC Varian 600 C/D). La taille du champ est fixée à  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et la durée d'irradiation est de 60 s.

En curiethérapie HDR, le débit de dose au niveau du transducteur GaN dépend à la fois de l'activité de la source et de la distance entre la source HDR et le transducteur. Il en résulte une très grande plage variation du débit de dose au niveau du transducteur lors d'un traitement. La caractérisation de la dépendance au débit de dose a été effectuée dans l'air, afin d'introduire une variation minimale du spectre local d'irradiation en fonction de la distance source détecteur. Pour cela, la sonde et le cathéter sont positionnés face à face sur un même axe et collés dans cette position sur un support en polystyrène extrudé (Styrofoam, Dow Chemical), de masse volumique de  $0,91 \text{ g/cm}^3$ , comme illustré sur la figure 4.4a. Les mesures ont été réalisées avec la source HDR  $^{192}\text{Ir}$  MicroSelectron V2 déplacée par le projecteur avec un pas de 2,5 mm pour des distances source détecteur comprises entre 7 mm et 107 mm.

Les mesures ont été réalisées avec une source dont l'activité est évaluée à 226 GBq au moment de la caractérisation. L'erreur de positionnement de la source est supposée conforme aux spécifications du projecteur Nuclétron soit  $\pm 1 \text{ mm}$  [29]. Le module de photodétection fournit un point de mesure toutes les 100 ms et ce qui permet de moyenner plusieurs points de mesure par position de la source comme cela apparaît sur la figure 4.4b (Par exemple, la moyenne sur le deuxième palier est réalisée entre les 2 courses). Le débit de dose est estimé par le kerma dans l'air en fonction de la distance source détecteur, en utilisant le débit de kerma de référence normalisé par l'activité dans l'air de  $^{192}\text{Ir}$  HDR MicroSelectron,

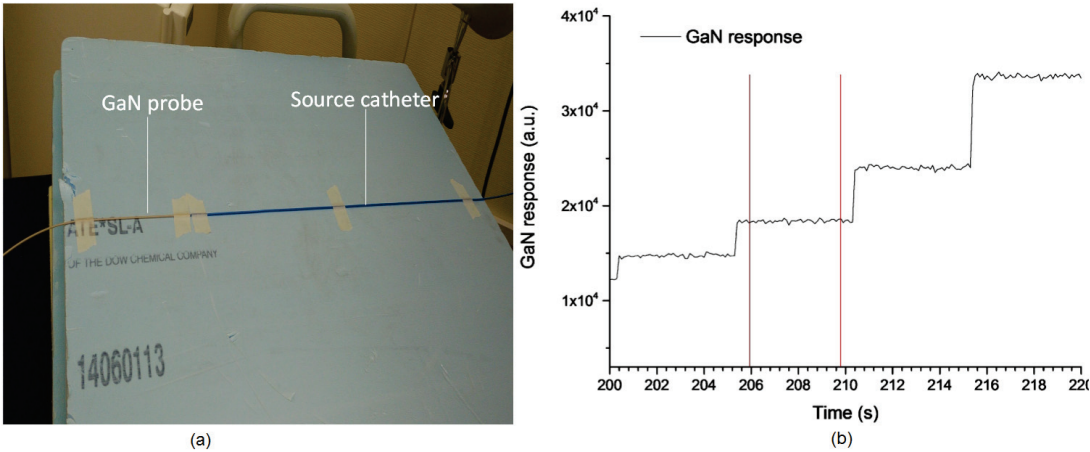


FIGURE 4.4 – a) Configuration de la caractérisation de la dépendance du débit de dose ; b) Exemple du signal acquis au cours de la mesure.

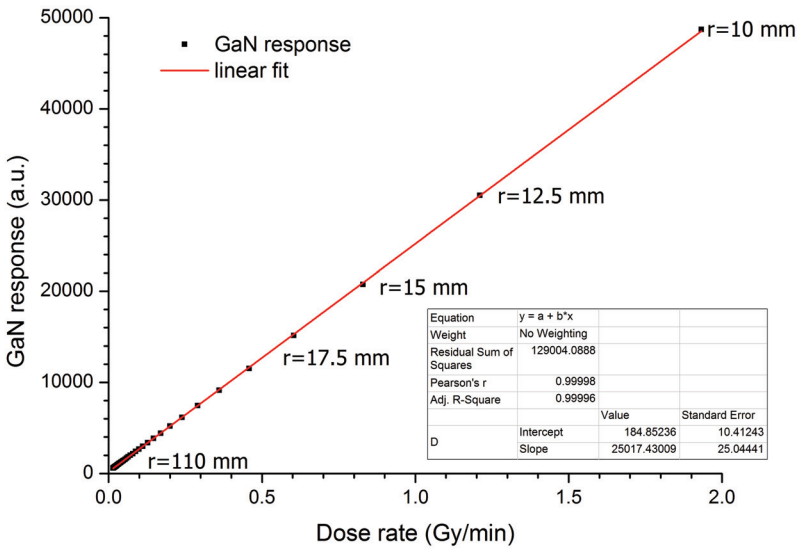


FIGURE 4.5 – Dépendance de la réponse dosimétrique du GaN au débit de dose mesurée pour une source  $^{192}\text{Ir}$  HDR.

$S_K/A$ , de  $9,73 \pm 0,01 \cdot 10^{-8}$  U/Bq, conformément au rapport PIRS-629r [200]. La température au cours de cette caractérisation a été mesurée et ses variations restent inférieures à  $0,5^\circ\text{C}$ . La figure 4.5 montre une bonne linéarité de réponse dosimétrique du GaN sur la plage de débits de dose testée (0,01-2 Gy/min).

### 4.3.2 Luminescences résultant de l'irradiation de la fibre optique

Comme mentionné dans le chapitre 1, l'irradiation de la fibre produit un signal de luminescence résultant d'émissions par effet Čerenkov ou par fluorescence. Ces émissions ont été observées dans les dosimètres à fibre optique, que celle-ci soit en plastique ou en silice [201]. Le niveau du signal parasite dépend non seulement des paramètres locaux du faisceau d'irradiation (énergie, type de particules, angle d'incidence, etc.), mais aussi du matériau composant le cœur et la gaine optique ("clad") de la fibre optique.

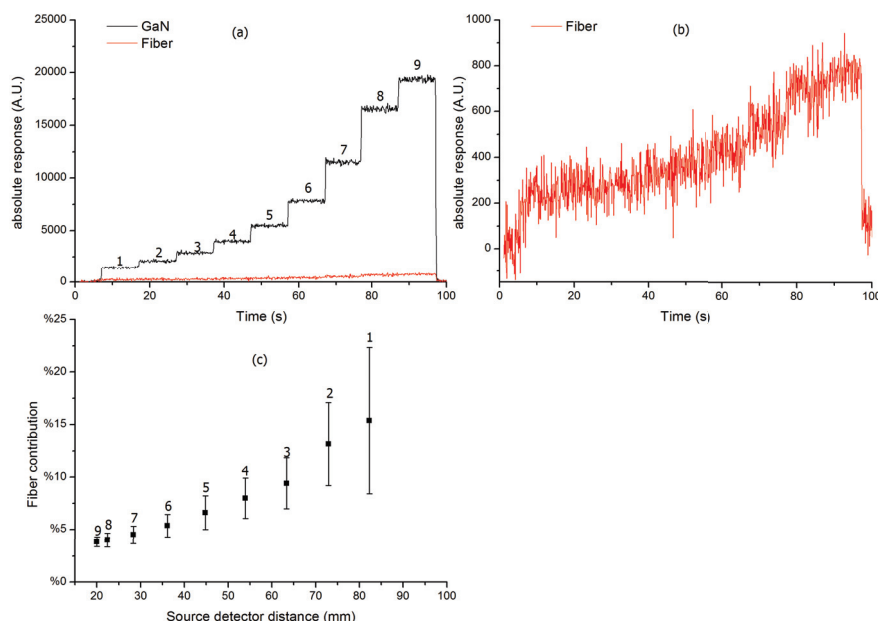


FIGURE 4.6 – a) Réponses d’une sonde GaN et d’une fibre nue en fonction du temps pour 9 positions d’exposition planifiées; b) zoom sur la réponse de la fibre nue; c) Contribution de la fibre dans le signal de luminescence de la sonde GaN.

Pour cela, nous avons analysé, la luminescence émise par une fibre en silice

fondu sans cristal GaN et nous l'avons comparée au signal obtenu avec une sonde dosimétrique, pour la même configuration d'irradiation avec une source  $^{192}\text{Ir}$  d'activité 191 GBq. 9 positions d'exposition ont été planifiées le long du cathéter dans le fantôme avec un pas de déplacement de 10 mm, où la 9ème position possède une distance source détecteur minimale de 20 mm. La durée d'exposition a été définie à 10 s pour chaque position. Les figures 4.6a et 4.6b montrent les réponses mesurées par une sonde GaN et une sonde nue en fonction du temps. Sur une plage de distance source détecteur de 82,4 mm à 20 mm, le niveau de signal de la sonde GaN a augmenté dans un rapport 20 alors que celui de la fibre nue a augmenté dans un rapport 4. Si on considère que la réponse de la fibre nue est représentative de la contribution de la fibre dans la sonde GaN, le rapport du signal de la fibre par rapport à la réponse totale de la sonde GaN est estimé par le rapport des réponses de deux sondes, comme le montre la figure 4.6c. La contribution de la fibre varie entre 4% et 15%, en fonction de la position de source. Cette variation importante de la contribution de la fibre nécessite une filtration optique passe-bande sélective autour de 380 nm (longueur d'onde d'émission de RL du GaN), pour la dosimétrie en curiethérapie basée sur la sonde GaN. Une autre possibilité est d'utiliser une fibre optique avec une guide d'onde d'air afin de réduire la contribution de la fibre [202]. Dans un premier temps, nous n'avons pas filtré la contribution de la fibre pour le contrôle qualité de la position de source, car l'objectif du contrôle n'est pas une directe mesure de dose. Néanmoins, l'accumulation de dose dans la fibre optique peut modifier le niveau de luminescence parasite de la fibre. Par conséquent, il conviendra de soustraire la contribution de la fibre pour la prochaine génération de système de contrôle qualité.

### 4.3.3 Dépendance angulaire

Etant donnée la configuration de mesure dans le fantôme instrumenté, l'incidence d'irradiation du transducteur varie fortement avec la position de la source dans le cathéter de traitement. C'est pourquoi, nous avons mesuré la réponse du dosimètre GaN, en fonction de l'angle polaire et de l'angle azimutal d'irradiation. Ces caractérisations ont été effectuées sur un fantôme spécifique usiné dans une plaque de PMMA de  $25 \times 25 \times 5 \text{ cm}^3$  pour ces expériences. Ce fantôme est montré schématiquement sur la figure 4.7a. La rainure usinée en milieu de plaque est utilisée pour insérer la sonde alors que la rainure périphérique qui se termine



par un arc de cercle centré sur le transducteur GaN permet d'insérer le cathéter de traitement. La sonde peut aussi être montée perpendiculairement au plan du cathéter de traitement pour les mesures azimutales comme cela apparaît sur la figure 4.7b.

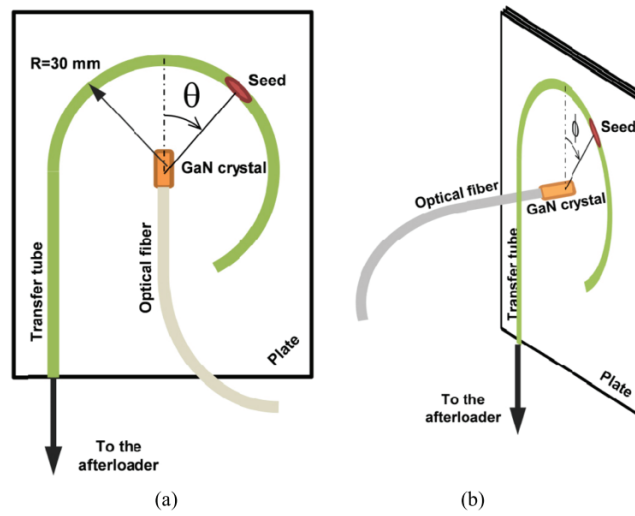


FIGURE 4.7 – Schéma de la caractérisation de la dépendance de l'angle polaire ; b) de l'angle azimutale.

L'angle  $0^\circ$  correspond à la position de la source qui se situe sur l'axe de la sonde GaN (quand la sonde et le cathéter sont dans le même plan). Nous avons utilisé un pas de déplacement de 5 mm avec le projecteur de source, ce qui correspond à un pas angulaire de  $9,5^\circ$ . Les mesures ont été réalisées sur une plage angulaire de  $-150^\circ$  à  $90^\circ$ . La courbure du cathéter peut introduire une erreur sur la position de la source comme l'a montré Palmer et al. [203]. De ce fait, nous en déduisons une incertitude angulaire de  $\pm 5^\circ$ . Les dépendances sur l'angle polaire et sur l'angle azimutal sont réalisées en changeant l'orientation de la sonde. Le temps de pause sur chaque position est choisi à 8,4 s.

La figure 4.8 illustre la dépendance caractérisée de la sonde GaN en fonction de l'angle polaire et l'angle azimutal. Il faut noter que la contribution de la fibre a été estimée sur une fibre sans transducteur (pour la même position et le même protocole de traitement) puis soustraite sur les mesures obtenues avec la sonde GaN. Les variations de la réponse dosimétriques du GaN restent inférieures à 2% pour des incidences polaires comprises entre  $-150^\circ$  et  $90^\circ$  et inférieures à 1% pour

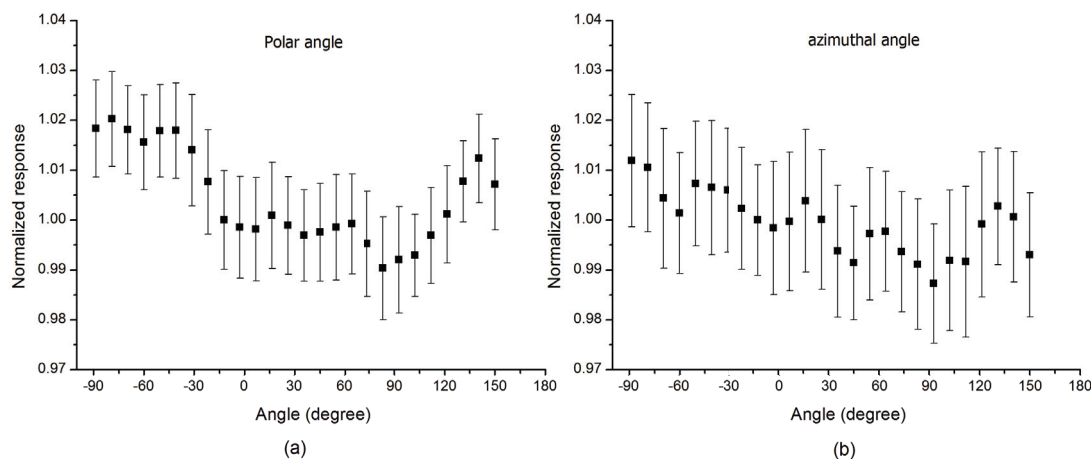


FIGURE 4.8 – Dépendance de la réponse dosimétrique du transducteur GaN pour des irradiations sous incidences a) polaire et b) azimutale.

des incidences azimutales sur cette même plage angulaire. On attribue cette différence de comportement entre irradiations polaire et azimutale aux phénomènes d'auto-absorption dans le cristal. Cette dépendance pourrait être réduite en utilisant un transducteur de forme cubique. Dans tous les cas, cette dépendance angulaire reste très inférieure à celle mesurée sur des diodes épitaxiales avec un setup similaire [189], avec des variations de  $\pm 5\%$  sur une plage de  $[-60^\circ, +60^\circ]$  et de  $\pm 15\%$  sur  $[120^\circ, 240^\circ]$ . Cela provient à la fois des différences de structure et de principe de transduction entre les deux types de transducteurs : le transducteur GaN est basé sur un cristal massif non structuré utilisé en transduction radioluminescente alors que le dosimètre à diode met en œuvre une jonction pn orientée pour une transduction radioélectrique.

#### 4.3.4 Dépendance de la réponse du GaN en fonction de la température du cristal

L'émission de luminescence du GaN en fonction de la température a été caractérisée en laboratoire et en conditions cliniques.

Au laboratoire, nous avons utilisé un spectrofluoromètre (FLSP920, Edinburgh Instruments) pour caractériser le spectre de photoluminescence du GaN sur une plage de température de  $5^\circ\text{C}$  à  $40^\circ\text{C}$ . Le substrat de GaN est positionné selon la diagonale d'une cuvette en quartz, les faces de la cuvette sont normales

par rapport aux axes optiques d'excitation et de collecte de la luminescence. Ainsi, le substrat est excité sous une incidence de  $45^\circ$ .

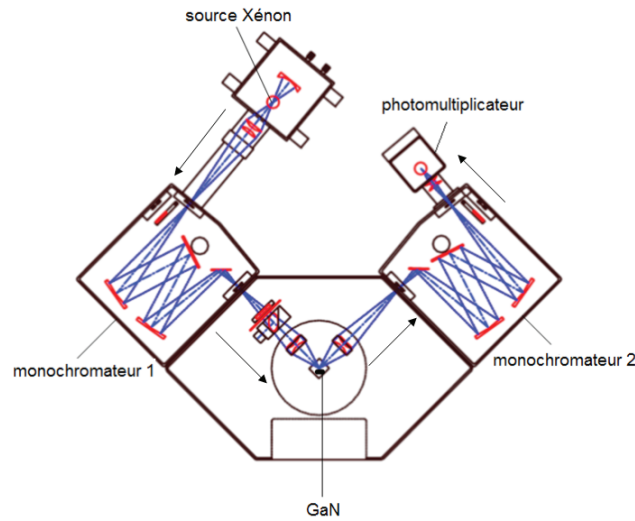


FIGURE 4.9 – Configuration géométrique de la mesure du spectre d'émission du GaN en fonction de la température [204].

L'excitation à  $280 \pm 5$  nm est obtenue à partir d'une source au Xénon couplée à un monochromateur. Le spectre de photoluminescence (PL) du transducteur GaN a été mesuré au moyen d'un monochromateur sur une plage de 350 nm à 450 nm. La détection est réalisée par un photomultiplicateur en mode comptage de photons, refroidi à  $-20^\circ\text{C}$ . La figure 4.9 illustre schématiquement la configuration de mesure.

La figure 4.10 montre l'évolution du spectre de photoluminescence du GaN en fonction de la température. On observe deux pics centrés respectivement sur  $\sim 365$  nm et  $\sim 380$  nm. Le pic à  $\sim 365$  nm correspond au gap du matériau alors celui à  $\sim 380$  nm est lié à des niveaux de défauts. Ce dernier pic apparaît vraisemblablement du fait du faible niveau d'excitation alors qu'il n'était pas apparent sur les mesures de photoluminescence en réflexion réalisées avec un laser à 244 nm de plus forte puissance présentées dans [7]. Nous avons aussi observé un décalage de la position des pics de PL vers le rouge ("redshift") lorsque la température augmente du fait de la réduction de la bande interdite du GaN [7]. Par ailleurs, on remarque que l'amplitude du pic à  $\sim 380$  nm est beaucoup plus affectée par les variations de température.

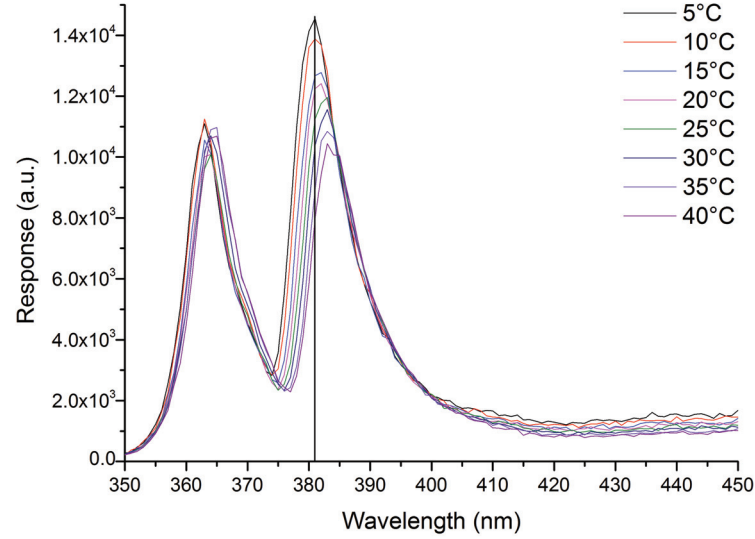


FIGURE 4.10 – Spectre de la photoluminescence du GaN pour différentes températures.

Pour la mesure en conditions cliniques, la sonde GaN a été immergée dans un mini fantôme, rempli d'eau chaude. L'eau chaude a refroidi progressivement pour revenir à la température ambiante et la température de l'eau a été mesurée toutes les 5 minutes pendant le refroidissement. Pour descendre en dessous de la température ambiante, nous avons procédé à un ajout d'eau froide dans le mini fantôme. Le cristal GaN a été irradié par une source HDR  $^{192}\text{Ir}$  à une position fixe et l'émission du GaN a été mesurée à l'aide d'un SiPM refroidi à  $-20^\circ\text{C}$  en mode comptage de photons.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.11 où sont reportées également les mesures de PL intégrées sur la bande  $[350 \text{ nm} - 450 \text{ nm}]$ . On constate une tendance similaire entre les signaux de RL et PL sur une plage comprise entre  $15^\circ\text{C}$  à  $40^\circ\text{C}$ . Sur cette plage la décroissance de la luminescence est linéaire avec une pente de  $-0.4\%/^\circ\text{C}$ . Une rupture de pente est observée pour  $T < 15^\circ\text{C}$  pour les deux types de luminescence bien qu'elle soit plus prononcée pour la RL. Ce dernier point reste à confirmer pour s'assurer qu'il ne s'agit pas d'un biais expérimental. Cependant ce point n'est pas critique pour le fantôme contrôle qualité qui sera mis en œuvre dans une pièce tempérée.

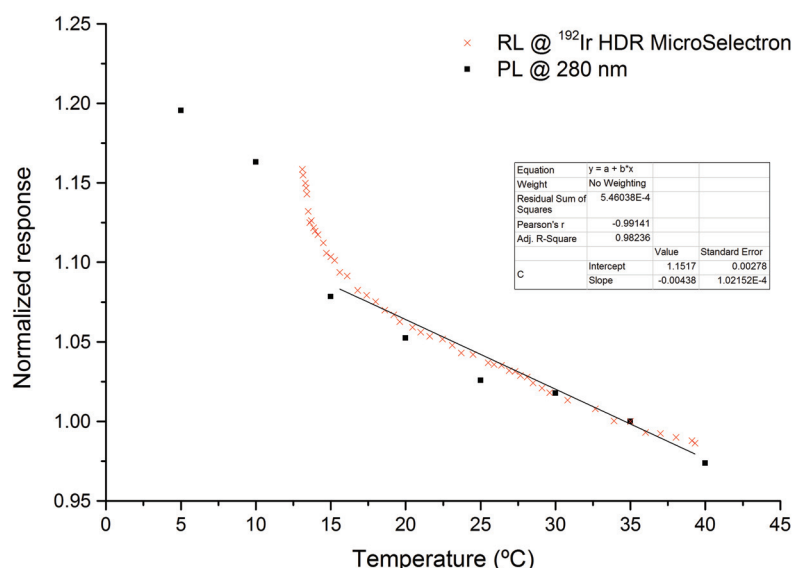


FIGURE 4.11 – Luminescence du GaN en fonction de la température mesurée en laboratoire (PL) et en conditions cliniques (RL).

#### 4.3.5 Dépendance de la réponse dosimétrique en fonction du spectre local d'énergie

Comme mentionné dans le chapitre précédent, la réponse du dosimètre GaN est fortement dépendante de l'énergie du faisceau incident. Le spectre local d'irradiation dépend de la source HDR utilisée, de la distance source transducteur et des éventuelles hétérogénéités. Dans le cadre de notre étude, nous nous sommes limités à des simulations Monte Carlo dans un fantôme homogène avec des sources HDR <sup>192</sup>Ir (Microselectron V2 de Nucletron), et <sup>60</sup>Co (Co0.A86 Bebig), ce qui correspond au domaine d'application du fantôme d'assurance qualité développé pour la curiethérapie HDR.

La figure 4.12 présente la géométrie simulée sous PENELOPE pour le calcul de dose dans le cristal GaN avec la source <sup>192</sup>Ir. Le cylindre de PMMA utilisé dans le fantôme instrumenté est modélisé avec un anneau du GaN implanté dans le fantôme, en représentant le volume sensible de la sonde. Au contraire, les canaux usinés pour insérer le cathéter de traitement et les sondes, la fibre optique et la gaine de la sonde ne sont pas modélisés dans la simulation. De même, un

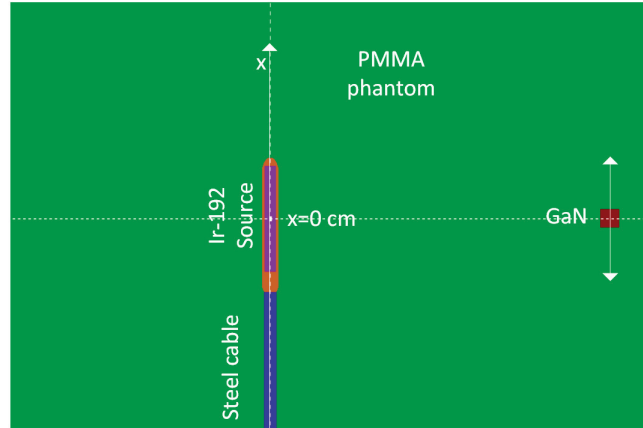


FIGURE 4.12 – Configuration géométrique simulée sous PENELOPE pour la source  $^{192}\text{Ir}$  HDR MicroSelectron V2.

seul transducteur est utilisé, les résultats restant valides pour plusieurs sondes puisque celles-ci sont suffisamment petites et éloignées pour ne pas influencer les mesures dosimétriques de la sonde adjacente. Le modèle de la source MicroSelectron  $^{192}\text{Ir}$  V2 publié par Daskalov et al. [205] a été utilisé (cf. Figure 4.13a), bien qu'il ne décrive pas parfaitement l'encapsulation actuelle de la source Nucletron. Cependant, Granero et al. [206] ont montré que cette différence d'encapsulation reste négligeable en termes de distribution de dose dès que l'on s'intéresse à des points situés à plus de 2,5 mm de la source (ce qui est le cas dans la configuration géométrique simulée).

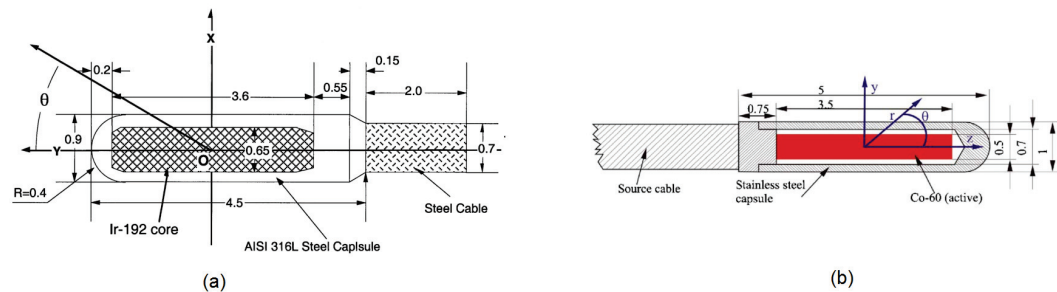


FIGURE 4.13 – Vue en coupe d'une source HDR a)  $^{192}\text{Ir}$  Micro Selectron [205] ; b)  $^{60}\text{Co}$  0.A86 [207].

Bien que les raies  $\beta$  émis par la source  $^{192}\text{Ir}$  ont une énergie moyenne de 398,6

keV, ces électrons émis par la désintégration  $\beta$  sont complètement absorbés par la source elle-même et par l'encapsulation [208, 209]. De ce fait, la source  $^{192}\text{Ir}$  est considérée dans la simulation comme une source  $\gamma$  conformément au spectre d'émission publié par Glasgow et Dillman [210], ce qui évite de devoir simuler les électrons résultant des désintégrations  $\beta$ .

Pour la géométrie de la source de  $^{60}\text{Co}$  (Co0.A86 Bebig), nous avons utilisé le modèle décrit par Granero et al. [207], comme le montre la figure 4.13b. La source nue a été modélisée par un cylindre de  $^{60}\text{Co}$  de 3,5 mm de longueur et de 0,5 mm diamètre. Cette source nue est incorporée dans une capsule en acier inoxydable d'AISI 316L. Comme pour l' $^{192}\text{Ir}$ , nous n'avons utilisé que les émissions  $\gamma$  du spectre du  $^{60}\text{Co}$ , la contribution des électrons  $\beta$  pouvant être négligée du fait de l'atténuation de la capsule en acier comme cela a été montré par Ballester et al. [211]. Le spectre de la source  $^{60}\text{Co}$  utilisé est celui disponible dans la base de données NuDat [212].

Nous avons calculé i) la dose dans le GaN et dans le PMMA en fonction de la distance axiale entre la source et la sonde et ii) du spectre des photons dans le volume d'intérêt. L'émission de la source a été considérée symétrique en fonction de l'angle azimutal autour de l'axe de la source. De ce fait, nous avons choisi un volume d'intérêt en anneau pour augmenter l'efficacité de la simulation. Pour prendre en compte la géométrie hétérogène, le transport d'électrons a été simulé avec une énergie de coupure de 10 keV. Pour chaque position de la source, environs  $10^8$  histoires primaires ont été simulées. L'incertitude statistique sur la dose calculée reste inférieure à 0.5% ( $2\sigma$ ) pour toutes les positions. La parcours maximal d'un pas de transport dans le volume d'intérêt est limité à  $6 \times 10^{-3}$  cm, ce qui correspond à un dixième de la taille du volume traversé conformément aux recommandations [213]. Les paramètres de nos simulations PENELOPE en curiethérapie sont donnés dans le tableau 4.1.

Afin de comparer la réponse du GaN par rapport à celle du PMMA, la dose a été normalisée à la position où la source est en face de la sonde, c'est-à-dire  $x = 0$  mm. Les positions de source reportées dans tous les graphiques de cette section correspondent aux positions planifiées et non mesurées. Nous avons dans un premier temps calculé le spectre local d'irradiation au niveau du transducteur GaN pour une source HDR  $^{192}\text{Ir}$  à différentes positions axiales  $x$ . Les résultats sont représentés sur la figure 4.14a.

On observe une atténuation des raies d'émission  $\gamma$  et une contribution plus importante des photons de basse énergie lorsque la source s'éloigne du transduc-

paramètres	
EABS(e <sup>-</sup> ) /eV	$1 \cdot 10^4$
EABS(ph) /eV	$1 \cdot 10^3$
EABS(e <sup>+</sup> ) /eV	$1 \cdot 10^4$
C1	0,1
C2	0,1
WCC /eV	$1 \cdot 10^4$
WCR /eV	$1 \cdot 10^3$
DSMAX /cm	$6 \cdot 10^{-3}$

TABLE 4.1 – Paramètres de PENELOPE utilisés pour les simulations en curiethérapie (cf. annexe A pour les acronymes utilisés)

teur. Si on calcule l'énergie moyenne du spectre local en fonction de la position axiale de la source, on retrouve un décalage vers les basses énergies comme cela apparaît sur la figure 4.14b.

Cette évolution du spectre impactera la réponse dosimétrique du GaN puisque ce matériau n'est pas équivalent au tissu. Pour étudier cet impact, nous avons calculé avec PENELOPE la dose déposée dans le GaN en fonction de la position axiale de la source. La figure 4.15a présente la dose normalisée calculée dans le volume d'intérêt, rempli par le GaN ou le PMMA, en fonction de la position de la source  $x$  (la dose dans une cavité de PMMA est supposée être proche de celle du tissu). Les réponses étant normalisées à  $x=0$  mm, on peut remarquer que la sur-réponse du GaN par rapport à la réponse du PMMA augmente avec la distance de la source. Quand la source de  $^{192}\text{Ir}$  est à  $x=40$  mm, la sur-réponse du GaN atteint 35%. Cet écart résulte de l'évolution du spectre présentée sur la figure 4.14. A noter également sur la figure 4.15a, la bonne cohérence entre les simulations et les résultats de mesure. Néanmoins, on observe une différence plus importante entre simulations et résultats de mesure lorsque la distance axiale  $x$  augmente. Cela peut provenir de la contribution parasite de la fibre qui dépend peu de la position de la source alors que la radioluminescence du GaN décroît rapidement lorsque la distance augmente. Par contre, la sur-réponse du GaN pour la source  $^{60}\text{Co}$  présentée sur la figure 4.15b est plus limitée puisqu'elle atteint 15% à  $x=40$  mm. Cette différence de réponse est moins prononcée que celle pour la source  $^{192}\text{Ir}$  du fait de l'énergie plus élevée du spectre d'irradiation.

Ainsi, il sera nécessaire de compenser la sur-réponse du GaN pour déterminer la dose au tissu à partir de la réponse du transducteur GaN pour réaliser une



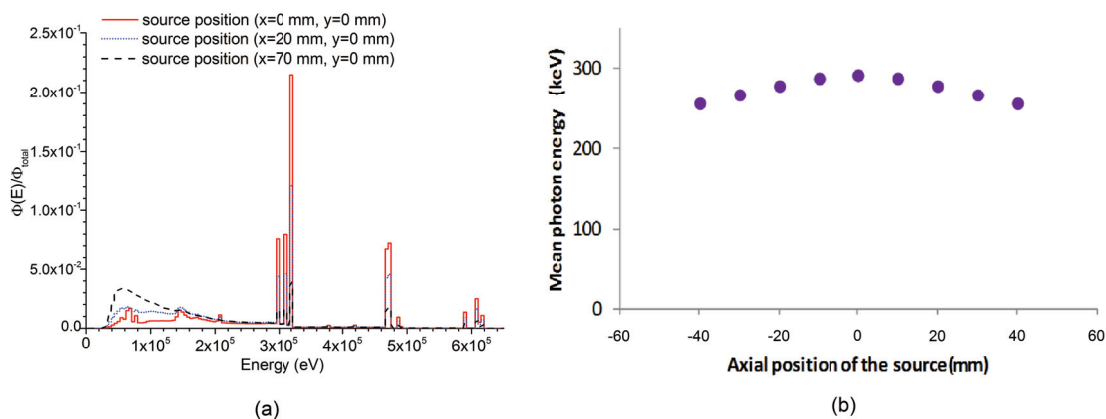


FIGURE 4.14 – a) Spectre local au niveau du transducteur GaN pour une source  $^{192}\text{Ir}$  dans un fantôme de PMMA. La sonde du GaN est placée à  $(x = 0 \text{ mm}, y = 20 \text{ mm})$  et La source se déplace le long de l'axe  $y = 0 \text{ mm}$ . b) Energie moyenne du spectre local d'irradiation au niveau du transducteur GaN pour une source  $^{192}\text{Ir}$  dans un fantôme de PMMA.

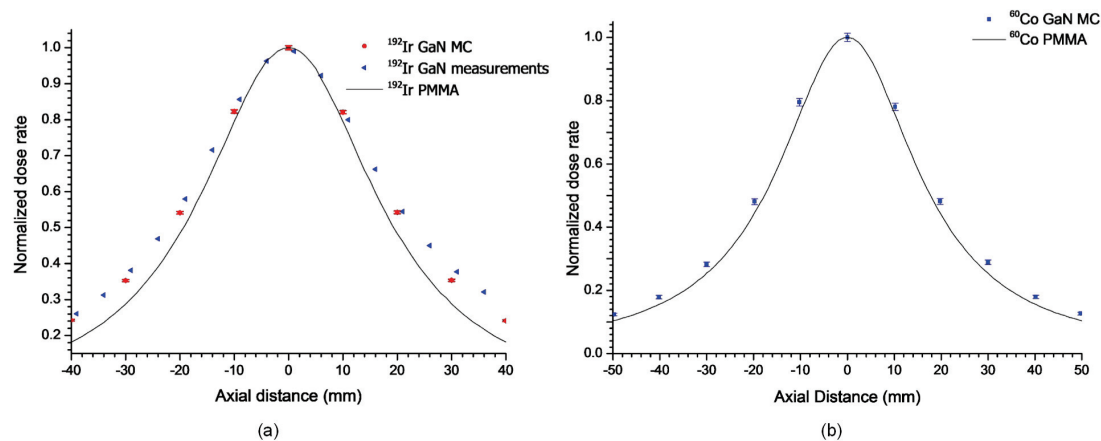


FIGURE 4.15 – Réponses normalisées du GaN et du PMMA en fonction de la position axiale dans le fantôme, irradié par une source de a) d' $^{192}\text{Ir}$ , b) du  $^{60}\text{Co}$ .

dosimétrie *in vivo* en curiethérapie. Cependant, cette sur-réponse n'affecte par les méthodes de localisation et de suivi de sources HDR proposées dans la suite pour le contrôle qualité en curiethérapie qui s'appuient uniquement sur la réponse du GaN sans qu'il soit besoin de déterminer la dose dans les tissus.

#### 4.3.6 Utilisation du formalisme TG-43 avec le fantôme de PMMA instrumenté

Le fantôme PMMA instrumenté doit permettre de déterminer en temps réel la position de la source de curiethérapie HDR. A partir de cette position, il est possible de déterminer le débit de dose instantané en tout point d'un fantôme d'eau en utilisant un formalisme de calcul de dose tel que le formalisme TG-43.

Nous avons évalué en simulation Monte Carlo, pour une source  $^{192}\text{Ir}$  HDR, la différence entre la dose déposée dans une cavité d'eau selon que cette cavité se situe dans un fantôme infini d'eau (cas proche du TG-43),  $D_w^w$  ou dans le cylindre en PMMA du fantôme instrumenté,  $D_{\text{PMMA}}^w$ .

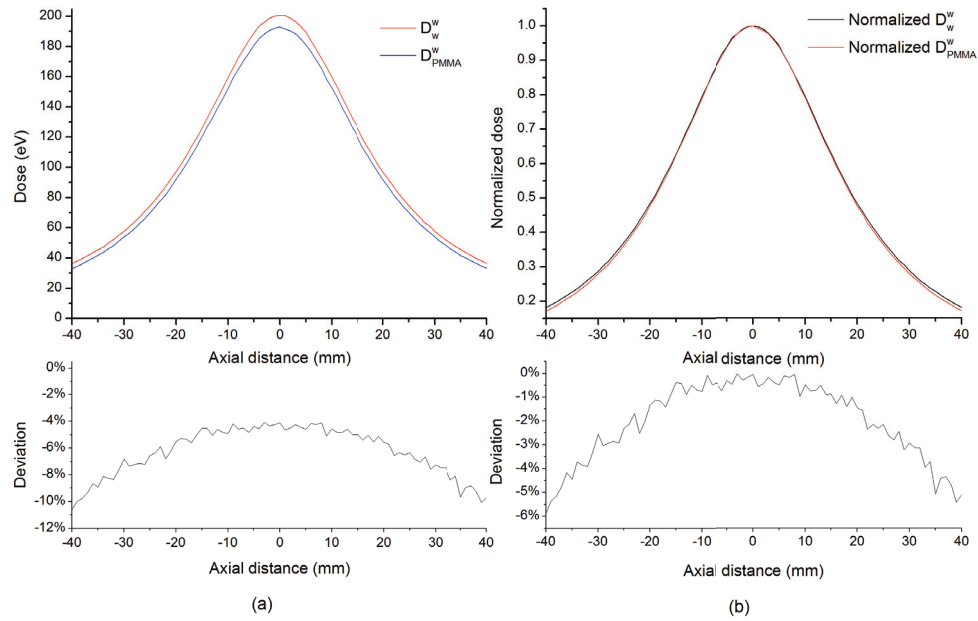


FIGURE 4.16 – Doses a) absolues et b) normalisées dans une cavité d'eau dans le fantôme PMMA instrumenté et dans un fantôme d'eau infini.

Comme cela apparaît sur la figure 4.16, l'écart sur la dose absolue atteint  $\sim$

10% pour la position la plus distante. Cet écart est plus grand que celui rapporté par Tedgren et Carlsson dans [214] du fait que le cylindre de notre fantôme instrumenté ( $r=60$  mm,  $h=150$  mm) est plus petit que celui étudié par Tedgren et Carlsson ( $r=200$  mm,  $h=200$  mm), ce qui représente un volume diffusé moins important. Cependant l'écart de réponse relative entre les deux types de fantômes varie entre 0 et -6% en normalisant la réponse à la position de référence de source ( $x=0$  mm,  $y=20$  mm).

Par ailleurs, il est envisagé à terme d'instrumenter un applicateur gynécologique pour mettre en œuvre une procédure d'assurance qualité *in vivo*. Cet applicateur constituera une sorte de fantôme instrumenté de faible diamètre (25 à 35 mm de diamètre) mais bénéficiera d'un volume diffusé important du fait de son insertion dans le patient. Ainsi, la dose en tout point du patient, en faisant l'hypothèse que le milieu est homogène, pourra être calculée à partir des positions de la source mesurées en temps réel et en utilisant le formalisme TG-43. Cette configuration est beaucoup plus proche de la condition de fantôme quasi infini d'eau utilisé pour élaborer le formalisme TG-43 que la configuration du fantôme PMMA instrumentée simulée ci-dessus. De ce fait, l'utilisation du TG-43 dans ce contexte apparaît tout à fait justifiée.

## 4.4 Méthodes de détection temps réel de la position de la source HDR

Comme l'ont expliqué Nakano et al. [215], la détermination de la position de la source HDR à partir de mesures de dose en un point donné est un problème inverse par rapport au calcul de dose au point d'intérêt pour une position de source donnée. Pour un dosimètre ponctuel idéal (avec une réponse isotrope) dans un fantôme homogène, à chaque mesure dosimétrique, on peut faire correspondre une surface de sphère dont le rayon  $r(D)$  dépend de la dose mesurée  $D$ , la source HDR pouvant se situer n'importe où sur cette surface. Si on dispose de plusieurs dosimètres ponctuels, il est possible à chaque instant d'associer à chaque dosimètre une sphère centrée sur ce dosimètre ; ces différentes sphères ont une intersection qui définit les positions possibles de la source. Ainsi, l'intersection de 3 sphères donne 2 positions possibles de la source comme cela apparaît sur la figure 4.17, alors que 4 dosimètres permettent de déterminer la position de la source dans l'espace 3D.

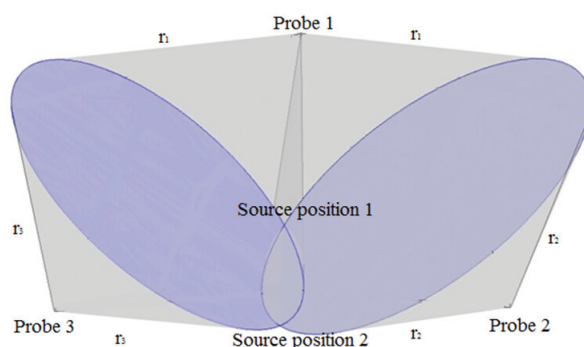


FIGURE 4.17 – Schéma de détection de la position de la source à partir de 3 dosimètres ponctuels. Ici on néglige l'anisotropie de la source et la réponse angulaire du dosimètre.

Nakano et al. ont utilisé une série de dosimètres diamants placés sur la peau du patient, pour déterminer la position de source de curiethérapie dans le corps du patient en temps réel [215]. Cependant, cette détermination est affectée par l'hétérogénéité du milieu. En effet, la relation entre la distance source détecteur et la réponse du dosimètre a été établie pour un milieu homogène, et n'est plus forcément valide dans ce contexte. Pour cela, ils ont proposé d'utiliser plus que 4 (8 ou 12) détecteurs pour surdéterminer la position de source, et réduire l'erreur de position à 2,5 mm en moyenne. Bien que l'amélioration de précision soit significative, la précision obtenue n'est pas suffisante au regard des exigences cliniques.

#### 4.4.1 Principe général

Dans le cadre de notre fantôme instrumenté ou de l'applicateur gynécologique instrumenté, la localisation de source devient plus simple à mettre en œuvre pour les raisons suivantes :

- le milieu est homogène ;
- la position des dosimètres ponctuels par rapport au(x) cathéter(s) de traitement est connue avec précision ;
- les déplacements de la source sont confinés dans le(s) cathéter(s) de traitement et donc il suffit de réaliser une localisation de source HDR en 1D (position de la source dans le cathéter).

Ainsi, il est possible de déterminer la position de la source dès que l'on dispose d'au moins deux dosimètres ponctuels comme illustré sur la figure 4.18a. Il est

même possible d'utiliser un seul dosimètre pour déterminer la position de la source si le cathéter de traitement est rectiligne. Pour cela, il faut placer le transducteur GaN dans l'axe du cathéter comme représenté sur la figure 4.18b. La précision de localisation de la source dépendra du rapport du signal sur bruit en sortie du module de photodétection, qui peut devenir faible lorsque la distance source transducteur devient importante. Nous avons utilisé dans notre étude une configuration avec deux sondes GaN ce qui permet de travailler avec des distances source détecteur plus faibles et donc d'améliorer la précision de localisation de source.

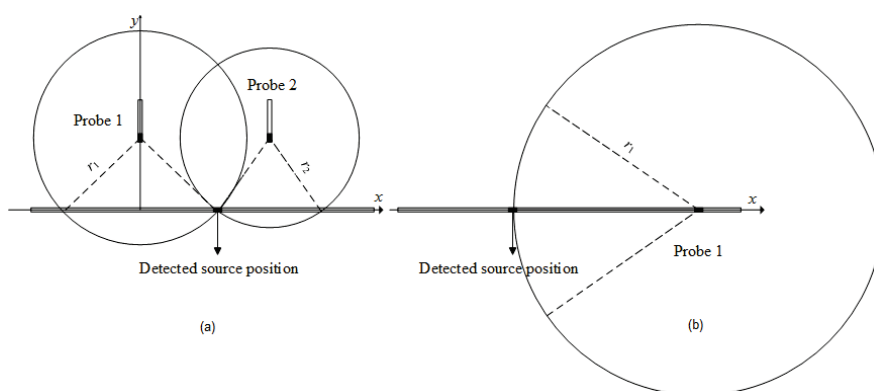


FIGURE 4.18 – a) Détection de la position de la source dans le fantôme à partir de mesures dosimétriques ponctuelles a) avec deux points de mesure ; b) avec un seul point de mesure.

#### 4.4.2 Localisation de source avec deux sondes pour une source d'activité connue

On suppose dans cette section que l'activité de la source est connue. Si ce n'est pas le cas, il est possible de la mesurer en positionnant la source en face d'un des transducteurs, configuration qui permet d'une part d'optimiser le rapport signal à bruit puisque la distance source détecteur est minimale et d'autre part de minimiser l'impact des erreurs de positionnement de la source, puisqu'à cette position le gradient de dose sur la position axiale est minimal. La réponse de chaque transducteur est alors normalisée par l'activité de la source. Dans le cas de 2 transducteurs  $R_1$  et  $R_2$  positionnés respectivement en  $(x=0 \text{ mm}, y=20 \text{ mm})$  et  $(x=29,5 \text{ mm}, y=20 \text{ mm})$ , on obtient les courbes de réponses présentées sur

la figure 4.19a. Pour chaque position de la source dans le cathéter, la réponse d'une sonde  $R_1(x)$ , est couplée avec celle de l'autre sonde  $R_2(x)$ , ce qui permet de construire la figure 4.19b, où la valeur de  $x$  est reportée sur l'axe vertical alors que les réponses des transducteurs définissent le plan horizontal. Clairement, le déplacement de la source à l'intérieur du cathéter introduit une corrélation entre les réponses  $R_1$  et  $R_2$  associées à chaque position. Comme illustré sur la figure 4.19b, la projection de la courbe dans le plan  $R_1 - R_2$  définit une courbe 1D qui permet de manière univoque de remonter à la position  $x$  de la source dans le cathéter (qui correspond à l'altitude sur le graphique de la figure 4.19b). Néanmoins, lorsque la source est très éloignée, les réponses  $R_1(x)$  et  $R_2(x)$  tendent vers 0 et de ce fait le rapport signal à bruit se dégrade et la localisation perd en précision.

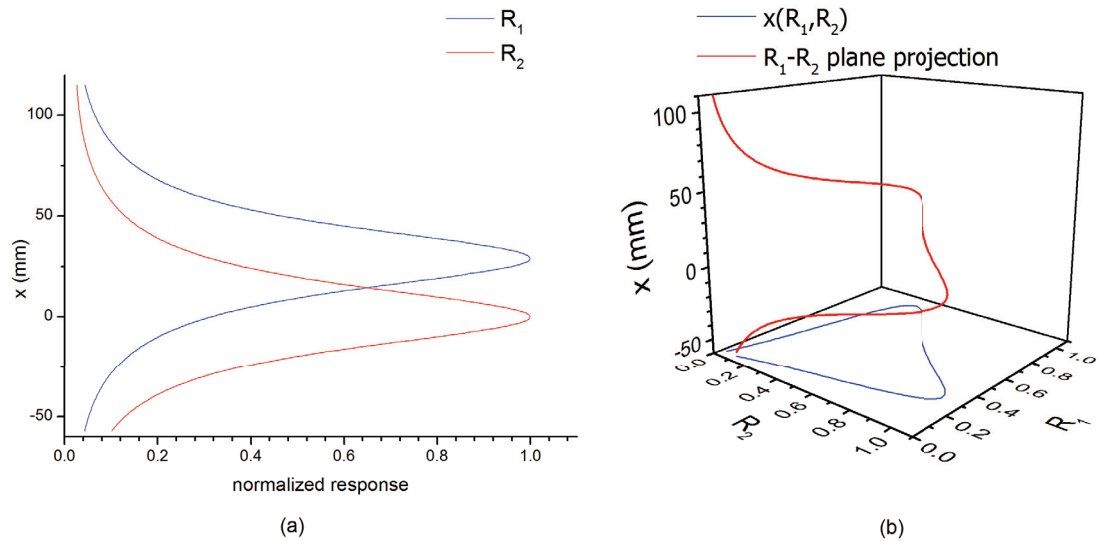


FIGURE 4.19 – a) Réponses normalisées pour deux transducteurs GaN localisés en ( $x=0$  mm,  $y=20$  mm) et ( $x=29,5$  mm,  $y=20$  mm), b) Position axiale de la source en fonction des réponses normalisées des deux transducteurs.

#### 4.4.3 Localisation de source avec deux sondes pour une source d'activité inconnue

Sans connaissance préalable de l'activité de la source, il existe autant de courbes homothétiques dans le plan  $R_1 - R_2$  que d'activités possibles de la source

comme illustré sur la figure 4.20a. De plus, il existe des points d'intersection entre ces courbes. Par conséquent, la plage de mesure où une solution de position unique existe pour un couple de réponses des transducteurs ( $R_1$ ,  $R_2$ ) est réduite. De plus, cette plage de mesure dépend de la variation maximale de l'activité de la source utilisée. Par exemple, la plage de mesure s'étend de 6 mm à 23,5 mm si l'activité varie de 90% de l'activité initiale, alors que cette plage est de -3 mm à 32,5 mm si l'activité est à 50% de l'activité initiale.

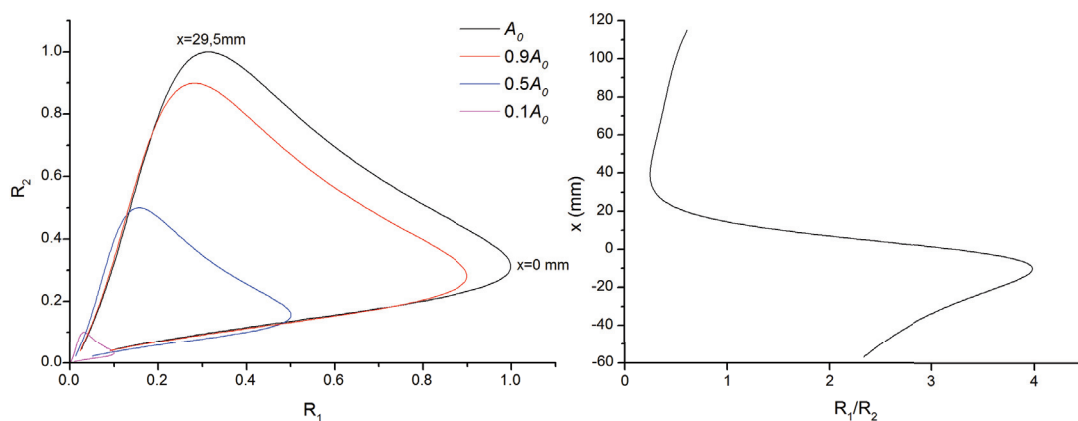


FIGURE 4.20 – a) Réponse relatives des 2 sondes en fonction de l'activité et la position de la source. b) La position de source en fonction du rapport de la réponse des deux sondes  $x(R_1/R_2)$ .

Comme les deux réponses sont directement proportionnelles à l'activité de la source, le rapport  $R_1(x)/R_2(x)$  lui ne dépend pas de cette activité. En traçant la position axiale de la source en fonction de ce rapport, il apparaît sur la figure 4.20b qu'il existe des plages de positions pour lesquelles la fonction entre la position de la source et le rapport des réponses est monotone.

Il est à noter que l'allure de la courbe présentée sur la figure 4.20b dépend fortement de la distance entre les sondes. Dans le fantôme instrumenté, les transducteurs sont distants de 29,5 mm et il existe une relation biunivoque entre le rapport des réponses et la position axiale de la source sur une plage comprise entre -10,5 mm à 39,5 mm. Cette méthode n'est pas affectée par des erreurs d'estimation ou de mesure de l'activité de la source. C'est pourquoi, nous avons mis en œuvre cette méthode dans le fantôme instrumenté.

#### 4.4.4 Analyse de l'erreur sur la position estimée

L'erreur sur la position estimée dépend à la fois du rapport signal à bruit sur chaque sonde mais aussi du gradient local de la réponse du transducteur. En linéarisant ces grandeurs autour du point de mesure (ce qui n'est valide que pour de faibles variations), on peut estimer l'erreur  $\Delta x$  sur la mesure de la position par :

$$\Delta x = \frac{dx}{dR} \cdot \Delta R \quad (4.1)$$

où  $dx/dR$  est le gradient local position/réponse du détecteur, et  $\Delta R$  l'erreur sur la mesure de la réponse du transducteur.

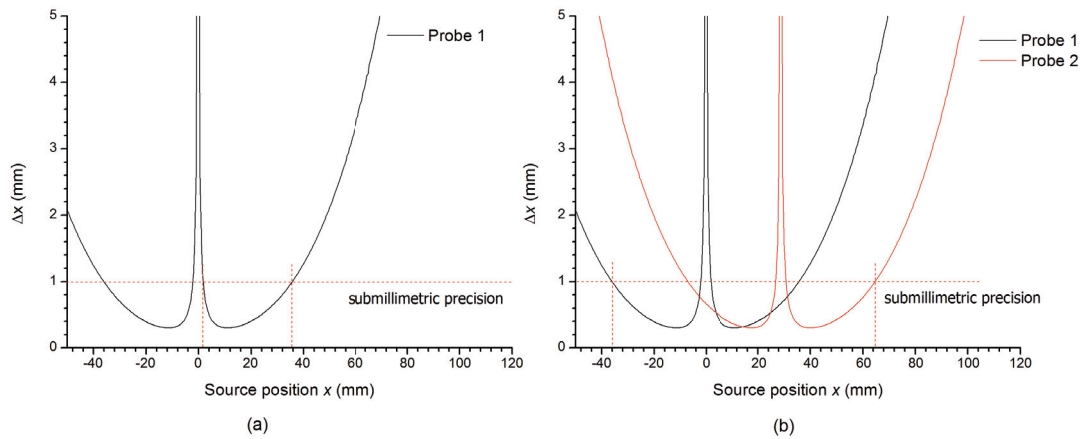


FIGURE 4.21 – Plage mesure pour laquelle la source est localisée avec une précision submillimétrique avec a) une sonde et b) deux sondes.

Si on considère que la réponse est mesurée avec une précision de 1%, il est possible d'estimer l'erreur de localisation de la source en fonction de sa position axiale comme cela apparaît sur la figure 4.21a. On observe une plage de 2 à 35 mm où on obtient une précision submillimétrique. Si on utilise deux sondes, la plage submillimétrique peut être étendue à -35 mm à 65 mm si la distance entre les sondes est optimisée comme cela apparaît sur la figure 4.21b. Une simulation réalisée sous MATLAB a été utilisée pour confirmer cette analyse. Pour cela, les réponses des deux sondes ont été bruitées avec un aléa gaussien dont l'écart type correspond à un rapport de signal à bruit maximal de 46 dB puisque la source est en face de la sonde ( $1\sigma = 0,5\%R_{\max}$ ). Les signaux bruités sont représentés sur



la figure 4.22a. Les écart entre les positions estimées avec les signaux originaux et bruités sont représentés sur la figure 4.22b. Ces résultats confirment la validité de l'analyse d'erreur qui s'appuie sur le gradient de dose local.

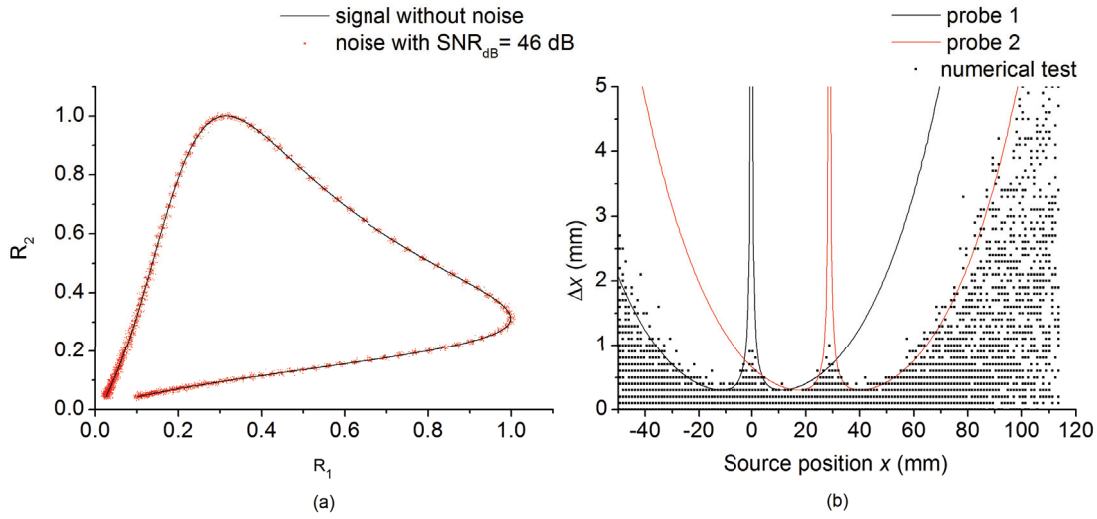


FIGURE 4.22 – a) réponses bruitées des deux transducteurs; b) erreur de localisation de la source résultant du bruit.

Si on suppose que la puissance moyenne du bruit ne varie pas sur la durée de vie de la source, le rapport signal à bruit diminue au fur et à mesure que l'activité de la source diminue. Les sources  $^{192}\text{Ir}$  HDR sont remplacées tous les 3 mois avec un niveau d'activité au moment du changement qui représente 35% de l'activité initiale. Si on reprend l'hypothèse d'un bruit gaussien dont l'écart type correspond à 1% de la valeur maximale de la réponse du transducteur pour l'activité initiale de la source, la précision de localisation de la source sur la plage (-35 mm, 65 mm) n'est plus submillimétrique et les erreurs sur cette plage peuvent atteindre 2,6 mm. Dans le cas où l'on ne connaît pas l'activité de la source, l'erreur sur la localisation de la source peut être calculée par :

$$\Delta x = \frac{dx}{d(R_2/R_1)} \cdot \Delta(R_2/R_1) \quad (4.2)$$

où  $dx/(d(R_2/R_1))$  est le gradient local position/ratio des réponses, et  $\Delta(R_2/R_1)$  l'erreur sur la mesure du ratio des réponses. La figure 4.23 montre l'erreur de localisation de la source pour différentes distances entre les sondes. On observe

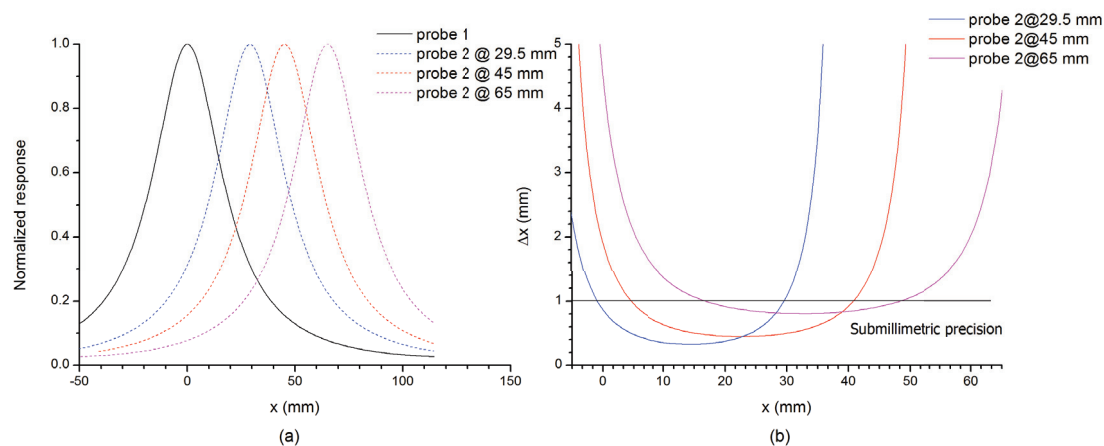


FIGURE 4.23 – a) réponses normalisées pour différentes distances entre sondes ; b) erreur sur la localisation de la source estimée à partir du rapport  $R_1/R_2$ .

que l'erreur moyenne augmente avec la distance entre les deux sondes. La plage maximale permettant d'obtenir une localisation submillimétrique est de 36,5 mm. Elle est obtenue pour une distance sondes de 45 mm. Ce résultat n'est valide que pour le niveau de bruit considéré.

Dans le fantôme instrumenté, nous avons fait le choix d'utiliser une distance de 29,5 mm entre les deux sondes, ce qui permet d'être à la fois robuste au bruit tout en conservant une plage de mesure submillimétrique significative comme nous le verrons dans la partie suivante.

## 4.5 Mesures de la position et du temps de pause de la source sur des protocoles de curiethérapie HDR

Dans cette partie, nous présentons l'étude de caractérisation du fantôme instrumenté pour le contrôle qualité en curiethérapie HDR notamment pour le suivi en temps réel des paramètres physiques de traitement, i.e. la position de la source et la durée de pause pour chaque position donnée. Pour cela, trois protocoles de traitement différents comprenant une séquence de 8 positions ont été utilisés et chaque protocole a été répété deux fois.

Les changements de position de la source sont détectés automatiquement en

calculant le gradient temporel  $G_{k,i}$  de chaque réponse  $R_{k,i}$  sur une fenêtre glissante donné par :

$$G_i(kTe) = G_{k,i} = \frac{1}{N} \left| \sum_{j=1}^N R_{k+j+\Delta/2} - \sum_{j=1}^N R_{k-j-\Delta/2} \right| \quad (4.3)$$

où  $kTe$  représente l'instant auquel le gradient est calculé,  $N$  est le nombre d'échantillons sur lequel est moyenné chaque réponse intervenant dans le calcul du gradient (largeur de la fenêtre temporelle) et  $\Delta$  la largeur séparant les deux fenêtres temporelles utilisées pour le calcul du gradient.

Un seuil défini à partir de l'écart type des signaux mesurés sur la ligne de base (avant que la source ne soit introduite dans le cathéter) et appliqué sur le gradient calculé permet de détecter les changements de positions de la source. La figure 4.24 montre un exemple de signaux acquis en curiethérapie HDR et les valeurs du gradient instantané calculées par l'équation 4.3.

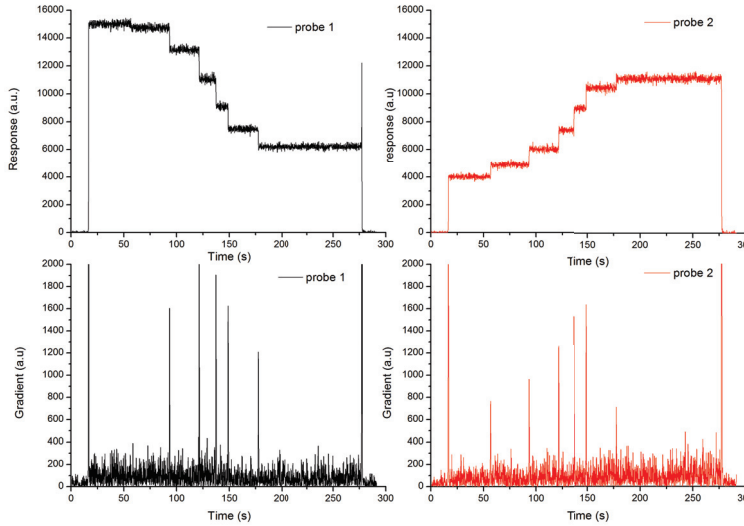


FIGURE 4.24 – Détection des changements de position en fonction du gradient instantané.

#### 4.5.1 Mesure de la position de la source

Pour chaque position, on prend la valeur moyenne mesurée sur les deux réalisations du même protocole. Le temps de pause pour chaque position est de 12,7s

pour tous les protocoles. La précision de la position de la source détectée par le système conçu est affichée dans le tableau 4.2. Pour les trois protocoles testés, l'écart entre position mesurée et planifiée reste inférieur à 0,8 mm alors que la précision spécifiée du projecteur de source est de  $\pm 1$  mm.

Protocol 1								
Positions planifiées	-3	2	7	12	17	22	27	32
Position mesurées	-3,3	1,6	6,5	11,4	16,4	21,4	26,5	31,8
Ecart	-0,3	-0,4	-0,5	-0,6	-0,6	-0,6	-0,5	-0,2
Protocol 2								
Position planifiées	-5	0	5	10	15	20	25	30
Position mesurées	-5,7	-0,5	4,5	9,5	14,4	19,3	24,4	29,6
Ecart	-0,7	-0,5	-0,5	-0,5	-0,6	-0,7	-0,6	-0,4
Protocol 3								
Position planifiées	14,5	17	19,5	22	24,5	27	29,5	32
Position mesurées	13,9	16,6	19	21,4	24,5	27,2	29,8	32,8
Ecart	-0,6	-0,4	-0,5	-0,6	0	0,2	0,3	0,8

TABLE 4.2 – Positions de la source mesurées avec le fantôme PMMA instrumenté avec deux sondes GaN (toutes les valeurs sont données en millimètre)

#### 4.5.2 Mesure du temps de pause par position

Le module de photodétection fournit pour chaque transducteur un nombre de photons reçus sur 100 ms, ce qui définit la résolution temporelle pour la mesure du temps de pause. On dispose ainsi d'un signal échantillonné à une fréquence de 10 Hz pour chaque transducteur. Cette fréquence d'échantillonnage n'est pas suffisante pour estimer le temps de transit entre 2 positions puisque Espinoza et al. [189] ont estimé que le temps de transit est de  $\sim 75$  ms pour un déplacement de la source de 15 mm.

Par contre, nous avons construit un histogramme des écarts entre les temps de pause planifiés et mesurés, histogramme représenté sur la figure 4.25. Les variations des temps de pause sont comprises entre -0,2 s et 0,5 s, ce qui représente en termes de dose des variations de -1,6% à 3,9% pour un temps de pause de 12,7 s. De plus, on observe une dissymétrie sur la distribution des écarts, puisque les positions avec un écart positif sont plus fréquentes. En analysant plus finement les données, on s'est aperçu que les écarts positifs les plus significatifs se produisent sur les premières et dernières positions de chaque protocole résultant

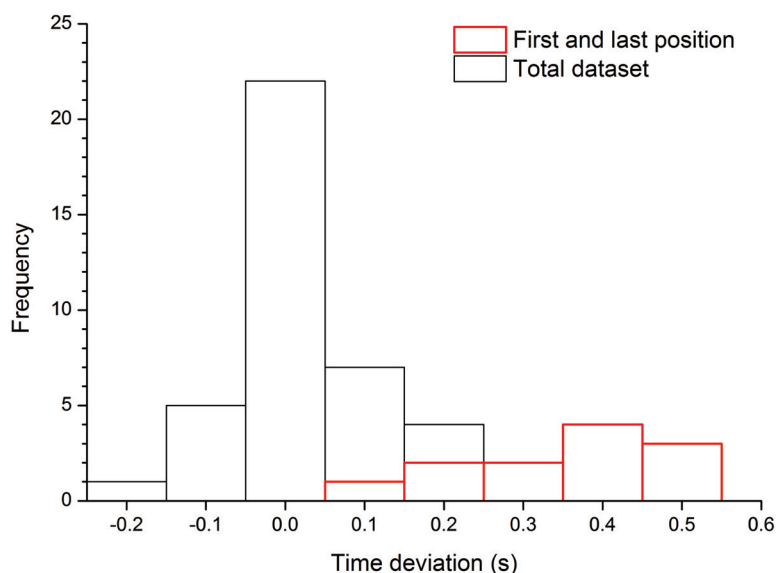


FIGURE 4.25 – Histogramme des écarts entre temps de pause mesurés et planifiés.

d'un temps de transit significativement plus long que sur les positions intermédiaires. Si on exclut ces positions extrêmes, la distribution de l'écart montre une tendance gaussienne avec 92% de mesures ayant un écart inférieure à 0,1 s.

## 4.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons décrit l'étude d'un fantôme instrumenté pour le contrôle qualité en curiethérapie HDR. Nous avons dans un premier temps caractérisé la réponse des transducteurs GaN aux sources HDR  $^{192}\text{Ir}$  et  $^{60}\text{Co}$  qui sont les plus couramment utilisées. Comme en radiothérapie externe, on trouve une réponse linéaire avec le débit de dose mais une forte dépendance en énergie notamment pour l' $^{192}\text{Ir}$  où la réponse varie de 35% pour des distances source détecteur comprise entre 20 et 44 mm. La dépendance à l'angle d'irradiation est de  $\pm 2\%$  ce qui est nettement plus favorable que la dépendance mesurée sur des dosimètres à diodes qui atteint  $\pm 15\%$ . De plus, cette dépendance peut être réduite en utilisant un cristal de volume cubique. La contribution de la fibre montre peu de dépendance à l'angle d'irradiation mais elle peut représenter de 2% à 4% du signal total selon la configuration expérimentale. Cette contribution a été minimisée

dans le fantôme en insérant les fibres perpendiculairement à l'axe du cathéter. Néanmoins, dans le cadre d'un applicateur instrumenté, il faudra impérativement insérer un filtre optique passe-bande pour atténuer cette contribution. La réponse du transducteur varie linéairement avec la température entre 15°C et 40°C et la pente a été mesurée à  $-0,4\%/^{\circ}\text{C}$ . En intégrant une mesure de température dans le fantôme instrumenté, il est possible de compenser cette variation.

Nous avons ensuite étudié deux méthodes de localisation de sources HDR en temps réel selon que l'on connaisse ou non l'activité de la source. L'impact du bruit de mesure sur la précision de localisation de la source a été analysé. Cette analyse peut servir à définir la distance optimale entre les sondes.

La caractérisation sur une installation clinique du fantôme instrumenté a montré qu'il est possible d'estimer la position de la source HDR avec une précision submillimétrique sur une plage de -5 mm à 29 mm. Une étude avec des courbures extrêmes de cathéter sur un système BEBIG a montré l'intérêt de ce fantôme puisqu'il a mis en évidence des erreurs de positionnement de la source pouvant atteindre 5 mm sans que les sécurités du projecteur de source ne se déclenche [203].

Le fantôme permet également de mesurer le temps de pause pour chaque position de la source. Pour un protocole donné, si on exclue les première et dernière positions qui sont affectées par le temps de transit de la source, aucun biais n'a été observé entre le temps planifié et le temps mesuré.

Une seconde génération de fantôme a été développée. Le fantôme est instrumenté avec 4 sondes GaN espacées de 21 mm, ce qui augmente encore la précision de la localisation et la robustesse au bruit. Un autre développement en cours est l'instrumentation d'un applicateur gynécologique avec 4 sondes GaN. Il permettra à terme de réaliser des procédures d'assurance qualité *in vivo* en temps réel lors de curiethérapies et contribuera à augmenter la sécurité et la traçabilité de ce type de traitements.



# Conclusion

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les techniques récentes de radiothérapie externe (radiothérapie stéréotaxique et robotisée, RCMI, tomothérapie) et de curiethérapie (à haut débit de dose) apportent un bénéfice thérapeutique significatif mais introduisent également de nouveaux risques. Pour minimiser ces risques, il convient de mettre en place des procédures d'assurance qualité et de dosimétrie *in vivo* efficaces. Pour cela, il faut au préalable répondre aux défis dosimétriques résultants de ces techniques récentes de traitement.

Dans ce contexte, le transducteur GaN possède des propriétés dosimétriques intéressantes puisque sa grande sensibilité permet de le mettre en œuvre avec un volume de transduction miniature bien adapté pour la dosimétrie ponctuelle, notamment dans les zones à fort gradient de dose. Le signal de radioluminescence du GaN résultant principalement de recombinaisons radiatives bande à bande, cette luminescence est spontanée (elle ne nécessite pas de stimulation optique ou thermique) et permet de mettre en œuvre des mesures dosimétriques temps réel. Cependant, le cristal GaN n'est pas équivalent à l'eau du fait de son numéro atomique élevé, ce qui influence la réponse du GaN en fonction du spectre du faisceau d'irradiation. Cette caractéristique constitue un verrou à lever avant de pouvoir développer la dosimétrie par radioluminescence du GaN en radiothérapie externe.

Une partie importante de ce travail de thèse a porté sur la modélisation de la réponse dosimétrique du transducteur GaN pour différentes conditions d'irradiations. En particulier, nous avons proposé deux modèles de réponse du GaN.

Le premier modèle est basé sur la séparation des composantes primaire et diffusée du faisceau d'irradiation et s'appuie sur des résultats de caractérisation expérimentale. La sur-réponse du GaN aux photons de basse énergie a été évaluée dans l'axe du faisceau pour différentes tailles de champ et profondeurs d'implantation du transducteur dans un fantôme d'eau. Il a été montré que pour une



profondeur donnée, ce facteur de réponse est linéaire avec l'ouverture de champ, ce qui nous permet de séparer l'impact des deux paramètres d'influence que sont la taille du champ et la profondeur du transducteur. Ce modèle a été utilisé pour compenser la réponse du GaN lors de mesures RTM sous faisceaux de photons thérapeutiques de 6 MV et 18 MV dans un champ carré de  $17 \times 17 \text{ cm}^2$ . Après compensation, la réponse du GaN ne s'écarte pas de plus de  $\pm 3\%$  de la mesure de dose dans l'eau obtenue avec une chambre d'ionisation sur une plage de profondeurs comprises entre 2 et 20 cm.

Le deuxième modèle proposé est basé sur une théorie de cavité modifiée, permettant de calculer la dose dans le transducteur GaN à partir du spectre local d'irradiation. Ce spectre a été obtenu à partir d'une base de données "Pencil beam kernel" développée à l'université d'Uppsala. La réponse mono-énergétique du GaN a été calculée par simulations de Monte Carlo. La validation du modèle sur des installations cliniques avec trois tailles de champ ( $3 \times 3 \text{ cm}^2$ ,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et  $17 \times 17 \text{ cm}^2$ ) a montré que le modèle permet de compenser la réponse du GaN et d'obtenir une mesure de dose qui ne s'écarte pas de plus de  $\pm 3\%$  des mesures de références réalisées avec une chambre d'ionisation.

Ainsi, on remarque que les deux modèles proposés donnent des résultats assez comparables. Le premier modèle a l'avantage d'être simple et rapide. La simulation Monte Carlo démontre la validité de l'approximation faite par ce modèle sur une plage de profondeur comprise entre 0 cm et 20 cm. Néanmoins, les écarts augmentent avec la profondeur et le modèle peut s'avérer pas suffisamment précis pour de très fortes profondeurs. Il est possible d'appliquer ce modèle pour des champs qui ne sont pas carrés en utilisant le concept de champ carré équivalent avec des limites pour les champs très irréguliers et/ou dynamiques. Le deuxième modèle offre un bon compromis entre précision et temps de calcul. Cependant, les performances du modèle dépendent fortement de la qualité de modélisation du spectre en sortie de la tête de l'accélérateur linéaire. La vitesse de convolution du noyau en "pinceau" pour calculer le spectre local d'irradiation permet une correction en temps réel pour des traitements dynamiques. Des écarts importants entre les mesures et le modèle dans la région "build-up" résultent à la fois du fait que la contamination électronique n'est pas prise en compte pour le calcul du spectre local d'irradiation et du fort gradient de dose dans cette région. Pour améliorer le calcul du spectre local d'irradiation, il est envisageable d'utiliser un modèle plus raffiné où le modèle de source est établi en analysant la distribution spatiale/énergétique de particules obtenu par simulation MC [216]. La précision de

positionnement du GaN peut être améliorée par imagerie puisque le transducteur sera visible du fait de son numéro atomique élevé.

Nous avons également proposé un concept original de dosimétrie “bi-média” pour permettre une correction de la réponse du GaN sans connaissance a priori des conditions d’irradiation. Ce concept a été d’abord démontré avec le modèle de réponse basé sur la théorie de cavité décrit ci-dessus. Le facteur de réponse d’un transducteur par rapport à l’eau tend à varier de manière quasi-linéaire avec le facteur de réponse bi-média pour un faisceau de photons 6 MV et cela pour toutes les conditions d’irradiations testées (différentes ouvertures de champ, positions du transducteur, etc.). De ce fait, cette courbe peut servir à l’identification du facteur de réponse d’un des transducteurs à partir du facteur de réponse bi-média mesuré. Une série de simulations de Monte Carlo a été effectuée pour confirmer ce résultat. Par ailleurs, pour mener efficacement ces simulations bi-média, nous avons modifié le code PENELOPE pour mettre en place l’échantillonnage corrélé qui permet un gain en temps de calcul et/ou en réduction de variance.

La réponse du transducteur GaN a été caractérisée avec des sources de curiethérapie HDR de  $^{192}\text{Ir}$  et  $^{60}\text{Co}$ . Le transducteur GaN présente une bonne linéarité de réponse en fonction du débit de dose, une quasi-indépendance sur l’angle d’incidence du faisceau et une réponse qui varie linéairement avec la température sur la plage 15°C-40°C. Cependant, les résultats de simulation Monte Carlo confirmés par des mesures montrent que la dépendance en énergie de la réponse du transducteur est plus prononcée en curiethérapie qu’en radiothérapie externe. En prenant en compte ces résultats de caractérisation, nous avons conçu un fantôme instrumenté pour le contrôle qualité en curiethérapie HDR, qui permet de vérifier les paramètres physiques de la source. Sur un protocole de référence, la précision de localisation des sources obtenue avec le fantôme instrumenté est sub-millimétrique et le temps de pause est estimé sans biais avec un écart type de 200 ms. Ce fantôme instrumenté constitue une première étape importante et peut évoluer facilement vers la dosimétrie *in vivo* en transposant ce concept à un applicateur instrumenté notamment pour les indications en gynécologie. Un applicateur instrumenté avec quatre sondes GaN est en cours de développement dans le cadre du travail de thèse de Pierrick Guiral et le premier prototype réalisé est présenté sur la figure reffigurecon.1. En conclusion, l’ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit ont permis des avancées significatives pour l’utilisation du GaN en dosimétrie pour la radiothérapie (externe et curiethérapie). Ces travaux ont confirmé l’intérêt du GaN pour ces applications et ont permis



FIGURE 4.26 – Appicateur gynécologique instrumenté avec 4 sondes GaN développé dans le cadre de la thèse de Pierrick Guiral.

d'identifier d'autres pistes d'études complémentaires pour augmenter le potentiel d'application de cette technologie.

# Annexe A : Structure du code PENELOPE

PENELOPE comprend plusieurs fichiers source codés en Fortran 77 qui constituent les différentes bibliothèques nécessaires pour mettre en œuvre une simulation. Ils sont décrits ci-dessous :

- `penelope.f` contient les modèles d'interactions pour les photons, électrons et positons.
- `pengeom.f` contient les fonctions pour réaliser la modélisation des géométries.
- `penvared.f` fournit plusieurs méthodes de réduction de variance, y compris l'interaction forcée, la "roulette russe" et le "splitting".
- `rita.f` contient des méthodes d'échantillonnage à partir d'une distribution de probabilités.
- `timer.f` permet le calcul de temps utilisé pour la simulation.

Le programme principal est `penmain.f`, il permet de lancer la simulation et s'appuie sur les fonctions des bibliothèques décrites ci-dessus.

Le programme principal utilise des informations de configuration qui proviennent de trois fichiers d'entrée :

- `fichier.geo`, qui définit la géométrie de l'étude, où les volumes géométriques sont définis par des surfaces quadratiques.
- `fichier.in`, qui déclare les paramètres de simulation, pour contrôler la précision de la simulation, et indique aussi la quantité d'intérêt pour contrôler le fichier de sortie.
- `fichier.mat`, qui contient les sections efficaces différenciées en énergie de chaque type d'interaction, pour un matériau donné.

Les quantités d'intérêt peuvent être l'énergie/la dose déposée dans un volume donné, les spectres en énergie de chaque type de particules entrant/sortant d'un

volume, la fluence en énergie dans un volume, etc. Les paramètres principaux pour contrôler la précision de la simulation sont :

- EABS[1,2,3] : l'énergie de coupure pour : 1. Electrons ; 2. Photons ; 3. Positons ;
- $W_{CC}$  : transfert minimum d'énergie dans une collision élastique ;
- $W_{CR}$  : transfert minimum d'énergie dans une émission Bremsstrahlung ;
- $C_2$  : l'angle moyen de déflexion dans un pas entre deux collisions élastiques "dures" ;
- $C_2$  : la fraction de perte d'énergie maximum dans un pas ;
- $D_{max}$  : déplacement maximum d'un pas dans un volume donné ;
- NSIMSH : nombre de photon primaire simulé ;

Le choix de ces paramètres dépend de la configuration de la simulation et la précision désirée sur la quantité d'intérêt.

## Annexe B : Simulation MC au centre de calcul IN2P3

L'une des limites de PENELOPE est une certaine rigidité du code écrit en Fortran, qui utilise qu'un seul cœur en simulation. Pour paralléliser la simulation, il est nécessaire d'utiliser la bibliothèque d'interface de passage de message (MPI). Dans notre cas, les simulations ont été réalisées en mode batch, au Centre de Calcul de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (CC-IN2P3)<sup>1</sup>. Ainsi, il est possible de diriger les batches sur différents cœurs.

Le CC-IN2P3 dispose d'un parc informatique de plus de 7000 cœurs reliés par un réseau local Ethernet. Nous présentons dans cette annexe d'une part la démarche pour mettre en œuvre les simulations MC au CC-IN2P3 et d'autre part le post-traitement des données pour exploiter les résultats des simulations.

### Soumission des tâches au CC IN2P3

L'interaction avec la ferme de calcul s'effectue au travers d'un système de management de la queue du batch (Batch-Queuing-System, BQS), qui permet de gérer les tâches de calcul et les fichiers des utilisateurs.

Les fichiers ne sont pas affectés à une adresse physique de machine mais sont associés à un utilisateur avec une structure de données propre à l'utilisateur. Pour soumettre une tâche, l'utilisateur décrit les ressources nécessaires pour l'exécution du programme : temps de calcul, mémoire à allouer, taille de stockage nécessaire, etc. La figure 27 illustre schématiquement le processus des tâches gérées par un BQS. Les ressources de calcul pour chaque simulation sont affectées de manière indépendante sur chaque machine. Le serveur de batch distribue les tâches de calculs séquentiellement sur les différentes unités de calcul en fonction de

---

1. <http://cc.in2p3.fr>

leur disponibilité. Il lance la tâche, la surveille et l'arrête en fonction des critères définies par l'utilisateur et par l'administrateur du BQS.

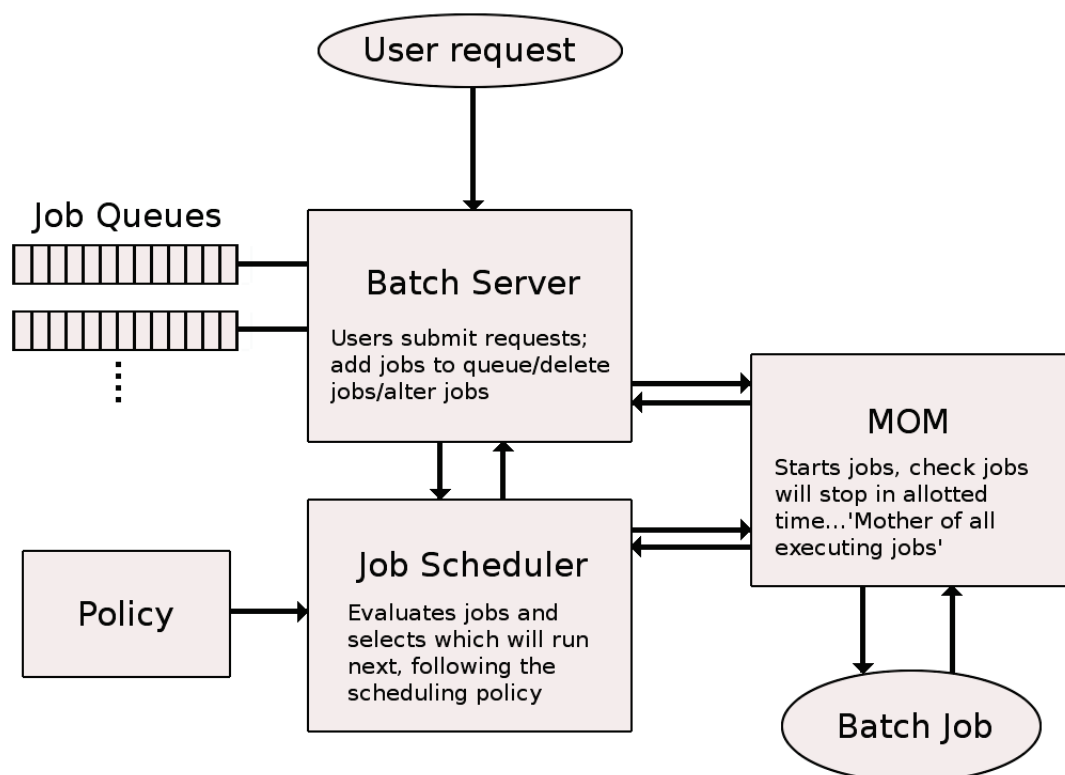


FIGURE 27 – Flux de travail pour un BQS avec des tâches soumis par un utilisateur. <sup>a</sup>

<sup>a</sup>. [https://www.hpc2n.umu.se/support/beginners\\_guide](https://www.hpc2n.umu.se/support/beginners_guide)

Le CC-IN2P3 s'appuie sur un BQS d'Oracle, appelé Grid Engine. Pour réaliser efficacement les simulations sur le CC-IN2P3, chaque simulation réalisée dans le cadre de la thèse a été décomposée en 100 batches. La simulation est préparée durant une session interactive. Comme PENELOPE utilise l'Ecuyer comme le générateur du nombre pseudo-aléatoire (pseudorandom number, PRN) avec 2 clefs pour initialiser chaque série [217], il est nécessaire de prendre un soin particulier pour distribuer les différentes clefs sur les 100 batches. Pour cela, nous avons utilisé un script développé par A. Badal et J. Sempau [218]. Ce script appelé "seed-sMLCG" a été utilisé pour décomposer une série de nombres pseudo-aléatoires en 100 séquences de nombres pseudo-aléatoires qui ont permis d'alimenter les 100 batches. Chaque batch comptant au plus  $3 \times 10^8$  histoires primaires, nous avons généré pour chaque simulation une série de  $10^{15}$  nombres pseudo-aléatoire (ce qui

est compatible avec la méthode de l'Ecuyer qui a une périodicité de  $\sim 10^{18}$ , cette série a ensuite été distribuée sur les 100 batches.

## Analyses des données

Lorsque les 100 batches sont terminés, les fichiers de sortie sont transférés à l'espace personnelle de stockage. Pour analyser la quantité d'intérêt  $X$  depuis les fichiers de sortie provenant de différents batches, il suffit de calculer  $\bar{X}_{total}$  la moyenne sur l'ensemble de batches pondérée par le nombre d'histoires pour chaque batch donnée par :

$$\bar{X}_{total} = \left( \sum_{i=1}^N n_i \cdot \bar{X}_i \right) / \sum_{i=1}^N n_i \quad (4)$$

où  $\bar{X}_i$  est la quantité moyenne évaluée dans le batch  $i$  sur  $n_i$  histoires.  $N$  correspond au nombre total du batch utilisé.

l'incertitude associée à  $X$ , peut être estimée à partir de l'écart type estimé sur chaque batch par :

$$\sigma_{total} = \sqrt{\frac{(\bar{X}_{total}^2) - (\bar{X}_{total})^2}{\sum_{i=1}^N n_i - 1}} \quad (5)$$

avec

$$(\bar{X}_{total}^2) = \frac{\sum_{i=1}^N (n_i(n_i - 1)\sigma_i^2 - n_i(\bar{X}_i)^2)}{\sum_{i=1}^N n_i} \quad (6)$$

où  $\sigma_i$  est l'écart type au niveau du batch  $i$ .





# Annexe C : Modification du code PENELOPE pour calculer $K(E)$

Le calcul de  $K(E)$  a été effectué par simulation Monte Carlo en utilisant le code PENELOPE 2008. La dose déposée dans une cavité par un faisceau mono-énergétique d'énergie  $E$ ,  $D_{\text{pr}}^{\text{cav}}(E)$ , comprend une composante associée aux photons primaires et une composante associée aux électrons secondaires conformément à l'équation 2.13. Il est ainsi nécessaire de “tuer” tous les photons diffusés afin d'obtenir une réponse mono-énergétique dans la cavité, c'est-à-dire  $D_{\text{pr}}^{\text{cav}}(E)$ . Cela exige une modification du code PENELOPE. Le code PENELOPE possède un tableau d'étiquettes, ILB(5), qui décrit l'origine des particules secondaires. Ce tableau permet d'étudier la contribution partielle de certaines particules. Nous avons utilisé deux paramètres dans ce tableau : ILB(1) qui enregistre la génération des particules, où 1 représente les particules primaires et 2 représente leurs particules enfant directes, etc. ILB(5) qui est une étiquette héritable par toutes les particules enfant de la particule. Comme le montre la figure 28, la procédure de simulation par le code PENMAIN modifié est décrite ci-dessous : Un bloc de vérification a été ajouté avant le transport géométrique de la particule. La vérification au niveau des particules primaires est effectuée de la manière suivante : si la particule présente est une particule diffusée, c'est-à-dire  $\text{ILB}(1) > 1$ , cette particule est marquée avec  $\text{ILB}(5)=1$ . Les particules enfants héritent aussi de cette étiquette. Si la particule présentée possède une étiquette  $\text{ILB}(5)=1$ , le transport de cette particule est terminé. Pour cela, il est possible de marquer les particules diffusées pour chaque type d'interaction, mais cela exige des modifications du code dans chaque type d'interaction. Nous avons ainsi choisi de marquer les particules diffusées au moment où elles sont sorties de la pile. Cependant, les photons après interaction Compton et Rayleigh n'ont pas changé de génération, c'est-à-dire, que  $\text{ILB}(1)=1$ . Cela n'étant pas cohérent avec la définition des catégories, des modifi-

cations supplémentaires dans l'interaction Compton ont été faites pour marquer les photons Compton comme photons diffusés et exclure la contribution dosimétrique des photons Compton. Les photons Rayleigh sont considérés comme des photons primaires car il s'agit des interactions élastiques où l'énergie de photon n'a pas changé. La fluence mono-énergétique est aussi enregistrée pour évaluer le kerma de collision à partir de l'équation 2.13.

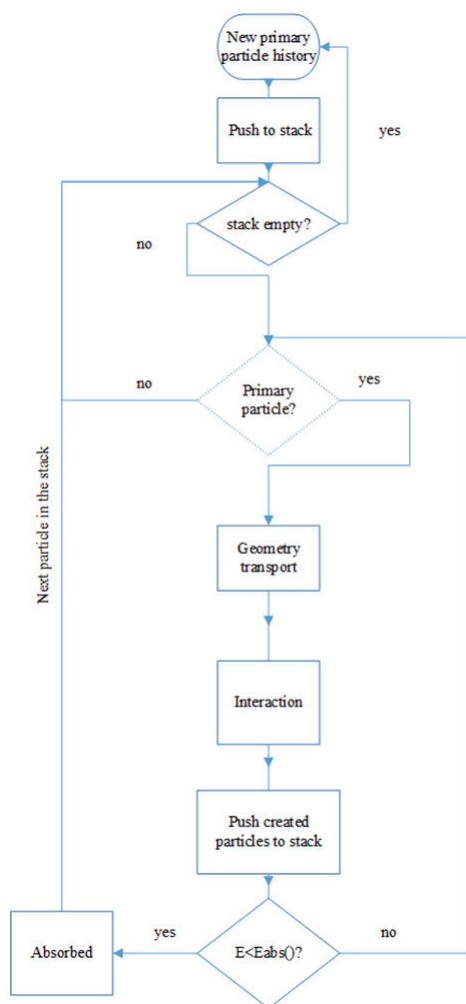


FIGURE 28 – Diagramme de procédure de la simulation par PENMAIN.

Afin de valider le code modifié, des simulations de benchmark ont été effectuées. Nous avons calculé le rapport de dose sur la fluence énergétique des photons primaires dans le silicium en fonction de l'énergie du photon primaire,  $D/\Psi(E)$ . Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux obtenus par Eklund et Ahnesjö

[43]. Un cristal cylindrique ( $r = 0,125$  cm,  $h = 0,1$  cm) en silicium a été inséré dans un fantôme cylindrique d'eau. Un faisceau circulaire parallèle de rayon 3 cm irradie perpendiculairement le fantôme d'eau. Le faisceau de photons est mono-énergétique et varie entre 0,25 MeV et 13,45 MeV. Les paramètres de simulation PENELOPE sont ceux décrits dans [43]. La figure 29 montre le rapport de dose sur la fluence énergétique de photons primaires en fonction de l'énergie. Les résultats de Eklund et Ahnesjö sont tirés de la figure 2 de l'article [156]. La comparaison montre que les résultats de notre calcul sont cohérents avec ceux obtenus par Eklund, ce qui valide notre modification du code.

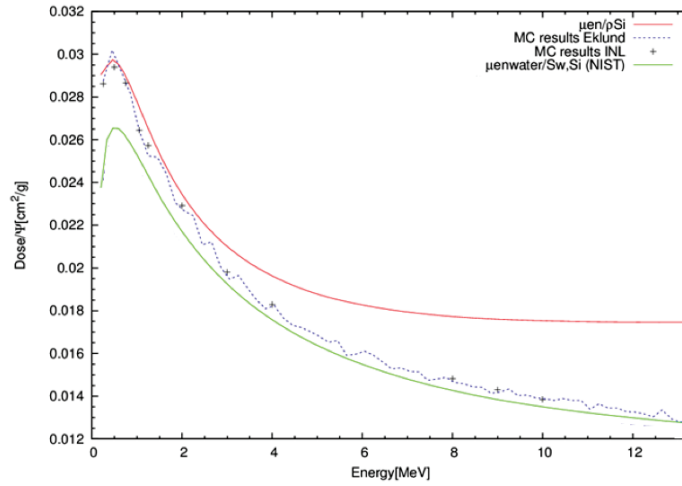


FIGURE 29 – Benchmark de code PENELOPE modifié : comparaison de dose sur la fluence des photons primaires dans un transducteur silicium.



# Bibliographie

- [1] INCa (Institut Nationale pour le Cancer), “Les cancers en France,” tech. rep., INCa, 2013.
- [2] G. Chantôme, S. Gathion, and E. Fournié, “Situation de la radiothérapie en 2011,” tech. rep., INCa, 2012.
- [3] E. Bouche, H. Bouscayrol, S. Estivalet, O. Goubard, a. Lisbona, a. Noel, D. Raoelison, and M. Valero, “Guide pour la pratique quotidienne de la Dosimétrie in Vivo en radiothérapie externe,” tech. rep., INCa, 2008.
- [4] Michael Brada, “Avancées dans la radiothérapie externe,” Contrôle, vol. 185, pp. 68–69, 2009.
- [5] ASN, “Safety in external radiotherapy treatments contrôle review numéro 185,” tech. rep., ASN, 2009.
- [6] D. Peiffert, J.-m. Ardiet, I. Barillot, J. Bonnet, A. Bossi, C. Brunaud, J.-M. Cosset, M. Delannes, C. Haie-Meder, J.-M. Hannoun-Levi, M. Lapeyre, E. Lartigau, J.-J. Mazon, F. Millet, P. Nickers, P. Pommier, L. Thomas, P. Martin, V. Marchesi, C. Dejean, and D. L. Du, “Rapport d’expertise sur la curiethérapie sur la curiethérapie,” tech. rep., SFRO, 2013.
- [7] P. Pittet, G.-N. Lu, J.-M. Galvan, J.-Y. Loisy, A. Ismail, J.-Y. Giraud, and J. Balosso, “Implantable real-time dosimetric probe using GaN as scintillation material,” Sensors and Actuators A : Physical, vol. 151, pp. 29–34, Apr. 2009.
- [8] G.-N. Lu, P. Pittet, and J.-M. Galvan, “Sonde miniaturisée pour la mesure d’un rayonnement haute énergie et dispositif de mesure en faisant application, Brevet FR2911965-B1,” 2009.
- [9] Ismail, Anas, Etude et développement d’un système de dosimétrie in vivo implantable basé sur la radioluminescence du nitrure du gallium GaN. Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2009.

- [10] P. Mayles, A. Nahum, and J.-C. Rosenwald, *Handbook of Radiotherapy Physics : theory and practice*. New York : Francis & Taylor, 2007.
- [11] D. I. Thwaites and J. B. Tuohy, "Back to the future : the history and development of the clinical linear accelerator.," *Physics in medicine and biology*, vol. 51, pp. R343–62, July 2006.
- [12] S. r. M. Bentzen, "Radiation therapy : intensity modulated, image guided, biologically optimized and evidence based.," *Radiotherapy and oncology : journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology*, vol. 77, pp. 227–30, Dec. 2005.
- [13] T. Bortfeld, "IMRT : a review and preview.," *Physics in medicine and biology*, vol. 51, pp. R363–79, July 2006.
- [14] A. Brahme, J.-E. Roos, and I. Lax, "Solution of an integral equation encountered in radiation therapy," *Physics in medicine and biology*, vol. 27, no. 10, p. 1221, 1982.
- [15] T. Bortfeld, J. Bürkelbach, R. Boesecke, and W. Schelegel, "Methods of image reconstruction from projections applied to conformation radiotherapy," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 35, no. 10, p. 1423, 1990.
- [16] A. Brahme, "Optimized radiation therapy based on radiobiological objectives," *Semin. Radiat. Oncol.*, vol. 9, no. 1, p. 35, 1999.
- [17] X. H. Wang, R. Mohan, A. Jackson, S. A. Leibel, Z. Fuks, and C. C. Ling, "Optimization of intensity-modulated 3D conformal treatment plans based on biological indices," *Radiotherapy and Oncology*, vol. 37, no. 2, p. 140, 1995.
- [18] D. J. Convery and M. E. Rosenbloom, "The generation of intensity-modulated fields for conformal radiotherapy by dynamic collimation," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 37, no. 6, p. 1359, 1992.
- [19] T. Bortfeld, D. L. Kahler, T. J. Waldron, and A. L. Boyer, "X-ray field compensation with multileaf collimators," *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, vol. 28, no. 3, p. 723, 1994.
- [20] L. Leksell, "The stereotaxis method and radiosurgery of the brain," *Acta Chir. Scand.*, no. 102, pp. 316–19, 1951.
- [21] E. L. Chang, "Stereotactic Body Radiation Therapy," 2005.
- [22] S. Ryu, F. F. Yin, J. Rock, J. Zhu, A. Chu, E. Kagan, L. Rogers, M. Ajlouni, M. Rosenblum, and J. H. Kim, "Image-guided and intensity-modulated

- radiosurgery for patients with spinal metastasis,” *Cancer*, vol. 97, no. 8, pp. 2013–2018, 2003.
- [23] R. D. Timmerman, “An Overview of Hypofractionation and Introduction to This Issue of Seminars in Radiation Oncology,” *Seminars in Radiation Oncology*, vol. 18, no. 4, pp. 215–222, 2008.
- [24] M. P. Carol, “Peacock™ : A system for planning and rotational delivery of intensity-modulated fields,” *International Journal of Imaging Systems and Technology*, vol. 6, pp. 56–61, Jan. 1995.
- [25] T. R. Mackie, J. Kapatoes, K. Ruchala, W. Lu, C. Wu, G. Olivera, L. Forrest, W. Tome, J. Welsh, R. Jeraj, P. Harari, P. Reckwerdt, B. Paliwal, M. Ritter, H. Keller, J. Fowler, and M. Mehta, “Image guidance for precise conformal radiotherapy,” *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, vol. 56, no. 1, pp. 89–105, 2003.
- [26] T. R. Mackie, “History of tomotherapy,” *Physics in medicine and biology*, vol. 51, pp. R427–53, July 2006.
- [27] T. R. Mackie, “Tomotherapy : A new concept for the delivery of dynamic conformal radiotherapy,” *Medical Physics*, vol. 20, no. 6, p. 1709, 1993.
- [28] Christopher R. King, “LDR vs. HDR brachytherapy for localized prostate cancer : the view from radiobiological models,” *Brachytherapy*, vol. 1, no. 4, pp. 219–226, 2002.
- [29] Nucletron, “microSelectron V3 User Manual,” tech. rep., Elekta, 2013.
- [30] R. J. Shalek, “Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures,” 1977.
- [31] R. Nath, L. L. Anderson, J. A. Meli, A. J. Olch, J. A. Stitt, and J. F. Williamson, “Code of practice for brachytherapy physics : Report of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 56,” *Medical Physics*, vol. 24, no. 10, p. 1557, 1997.
- [32] I. C. on Radiation Units and Measurements, “Fundamental Quantities and Units for Ionising Radiation, ICRU 60,” tech. rep., ICRU, 1998.
- [33] T. NUMAKUNAI, “Radiation Quantities and Units (IV),” 1973.
- [34] L. H. Gray, “The Experimental Determination by Ionization Methods of the Rate of Emission of Beta-and Gamma-Ray Energy by Radioactive Substances,” *British Journal of Radiology*, vol. 22, pp. 677–697, Dec. 1949.



- [35] C. Ma and A. E. Nahum, "Bragg-Gray theory and ion chamber dosimetry for photon beams," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 36, pp. 413–428, Apr. 1991.
- [36] L. V. Spencer and F. H. Attix, "A Theory of Cavity Ionization," *Radiation Research*, vol. 3, no. 3, pp. 23–54, 1955.
- [37] A. E. Nahum, "Water/air mass stopping power ratios for megavoltage photon and electron beams," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 23, pp. 24–38, Jan. 1978.
- [38] J. V. Siebers, P. J. Keall, A. E. Nahum, and R. Mohan, "Converting absorbed dose to medium to absorbed dose to water for Monte Carlo based photon beam dose calculations," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 45, pp. 983–995, Apr. 2000.
- [39] A. Janssens, "Modified energy-deposition model, for the computation of the stopping-power ratio for small cavity sizes," *Physical Review A*, vol. 23, pp. 1164–1176, Mar. 1981.
- [40] P. Andreo, "Depth-dose and stopping-power data for mono-energetic electron beams," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 51, pp. 107–121, Aug. 1990.
- [41] T. E. Burlin, "A General Theory of Cavity Ionisation," *British Journal of Radiology*, vol. 39, pp. 727–734, Oct. 1966.
- [42] Z. Yin, R. P. Hugtenburg, and A. H. Beddoe, "Response corrections for solid-state detectors in megavoltage photon dosimetry," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 49, no. 16, p. 3691, 2004.
- [43] K. Eklund and A. Ahnesjö, "Modeling silicon diode energy response factors for use in therapeutic photon beams.," *Physics in medicine and biology*, vol. 54, pp. 6135–50, Oct. 2009.
- [44] I. Griessbach, M. Lapp, J. Bohsung, G. Gademann, and D. Harder, "Dosimetric characteristics of a new unshielded silicon diode and its application in clinical photon and electron beams," *Medical Physics*, vol. 32, no. 12, p. 3750, 2005.
- [45] G. X. Ding, D. M. Duggan, and C. W. Coffey, "Comment on "Testing of the analytical anisotropic algorithm for photon dose calculation" [*Med. Phys.* 33, 4130-4148 (2006)]," 2007.

- [46] F. Sánchez-Doblado, G. H. Hartmann, J. Pena, J. V. Roselló, G. Russiello, and D. M. Gonzalez-Castaño, “A new method for output factor determination in MLC shaped narrow beams,” *Physica medica : PM : an international journal devoted to the applications of physics to medicine and biology : official journal of the Italian Association of Biomedical Physics (AIFB)*, vol. 23, pp. 58–66, June 2007.
- [47] F. Sanchez-Doblado, P. Andreo, R. Capote, A. Leal, M. Perucha, R. Arrans, L. Nunez, E. Mainegra, J. I. Lagares, and E. Carrasco, “ionization chamber dosimetry of small photon fields : a Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams,” *Physics in medicine and biology*, vol. 48, no. 21, pp. 2081–2099, 2003.
- [48] G. X. Ding, D. M. Duggan, B. Lu, D. E. Hallahan, A. Cmelak, A. Malcolm, J. Newton, M. Deeley, and C. W. Coffey, “Impact of inhomogeneity corrections on dose coverage in the treatment of lung cancer using stereotactic body radiation therapy,” *Medical physics*, vol. 34, no. 7, pp. 2985–2994, 2007.
- [49] P. Francescon, W. Kilby, N. Satariano, and S. Cora, “Monte Carlo simulated correction factors for machine specific reference field dose calibration and output factor measurement using fixed and iris collimators on the CyberKnife system,” *Physics in medicine and biology*, vol. 57, pp. 3741–58, June 2012.
- [50] X. R. Zhu, J. J. Allen, J. Shi, and W. E. Simon, “Total scatter factors and tissue maximum ratios for small radiosurgery fields : comparison of diode detectors, a parallel-plate ion chamber, and radiographic film,” *Medical physics*, vol. 27, no. 3, pp. 472–477, 2000.
- [51] I. J. Das, G. X. Ding, and A. Ahnesjö, “Small fields : Nonequilibrium radiation dosimetry,” *Medical Physics*, vol. 35, no. 1, p. 206, 2008.
- [52] S. Dufreneix, J.-M. Bordy, J. Daures, F. Delaunay, and A. Ostrowsky, “Construction of a large graphite calorimeter for measurements in small fields used in radiotherapy,” in *16th International Congress of Metrology* (J.-R. Filtz, B. Larquier, P. Claudel, and J.-O. Favreau, eds.), (Les Ulis, France), p. 05006, EDP Sciences, Oct. 2013.
- [53] J. Fan, K. Paskalev, L. Wang, L. Jin, J. Li, A. Eldeeb, and C. Ma, “Determination of output factors for stereotactic radiosurgery beams,” *Medical Physics*, vol. 36, no. 11, pp. 5292–5300, 2009.

- [54] J. Valentin, "Prevention of high-dose-rate brachytherapy accidents. ICRP Publication 97," *Annals of the ICRP*, vol. 35, pp. 1–51, Jan. 2005.
- [55] A. Palmer, D. Bradley, and A. Nisbet, "Physics-aspects of dose accuracy in high dose rate (HDR) brachytherapy : source dosimetry, treatment planning, equipment performance and in vivo verification techniques.," *Journal of contemporary brachytherapy*, vol. 4, pp. 81–91, June 2012.
- [56] M. J. Rivard, B. M. Coursey, L. a. DeWerd, W. F. Hanson, M. Saiful Huq, G. S. Ibbott, M. G. Mitch, R. Nath, and J. F. Williamson, "Update of AAPM Task Group No. 43 Report : A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations," *Medical Physics*, vol. 31, no. 3, p. 633, 2004.
- [57] HEBD, "Dose Calculation for Photon-Emitting Brachytherapy Sources with Average Energy Higher than 50 keV : Full Report of the AAPM and ESTRO," tech. rep., AAPM, 2012.
- [58] K. Tanderup, S. Beddar, C. E. Andersen, G. Kertzscher, and J. E. Cygler, "In vivo dosimetry in brachytherapy.," *Medical physics*, vol. 40, p. 070902, July 2013.
- [59] M. W. Johns and S. V. Nablo, "Disintegration of Ir192 and Ir194," *Physical Review*, vol. 96, no. 1949, pp. 1599–1607, 1954.
- [60] S. Genna and J. S. Laughlin, "Absolute Calibration of a Cobalt-60 Gamma-Ray Beam," *Radiology*, vol. 65, no. 3, pp. 394–401, 1955.
- [61] E. L. Seymour, S. J. Downes, G. B. Fogarty, M. a. Izard, and P. Metcalfe, "In vivo real-time dosimetric verification in high dose rate prostate brachytherapy," *Medical Physics*, vol. 38, no. 8, p. 4785, 2011.
- [62] G. Kertzscher, C. E. Andersen, F.-A. Siebert, S. r. K. Nielsen, J. C. Lindegaard, and K. Tanderup, "Identifying afterloading PDR and HDR brachytherapy errors using real-time fiber-coupled Al(2)O(3) :C dosimetry and a novel statistical error decision criterion.," *Radiotherapy and oncology : journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology*, vol. 100, pp. 456–62, Sept. 2011.
- [63] R. Ochoa, F. Gómez, I. H. Ferreira, F. Gutt, and C. E. de Almeida, "Design of a phantom for the quality control of high dose rate 192Ir source used in brachytherapy," *Radiotherapy and Oncology*, vol. 82, no. 2, pp. 222–228, 2007.

- [64] C. Waldhäusl, A. Wambersie, R. Pötter, and D. Georg, “In-vivo dosimetry for gynaecological brachytherapy : Physical and clinical considerations,” *Radiotherapy and Oncology*, vol. 77, no. 3, pp. 310–317, 2005.
- [65] P. Andreo, T. Kanai, F. Laitano, V. Smyth, N. Zealand, and S. Vynckier, “Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy,” IAEA TRS-398, vol. 2004, no. April, 2004.
- [66] S. J. Goetsch, F. H. Attix, D. W. Pearson, and B. R. Thomadsen, “Calibration of  $^{192}\text{Ir}$  high-dose-rate afterloading systems,” *Medical physics*, vol. 18, no. 3, pp. 462–467, 1991.
- [67] J. Andersson, Ion recombination in liquid ionization chambers Development of an experimental method to quantify general recombination. PhD thesis, UmeåUniversity, 2013.
- [68] K. Sharf and K. Tarczy, “Steady-rate response of silicon radiation detectors of diffused p-n junction-type to x-rays. 1R : Photo-voltage mode of operation,” *J Res National Bureau of Standards*, vol. 68A, p. 683, 1964.
- [69] R. P. Parker, “Semiconductor nuclear radiation detectors,” *Physics in medicine and biology*, vol. 15, no. 4, pp. 605–620, 1970.
- [70] S. C. Klevenhagen, “Temperature response of silicon surface barrier semiconductor detectors operated in the DC–short circuit configuration,” *Acta radiologica : therapy, physics, biology*, vol. 12, no. 2, pp. 124–144, 1973.
- [71] E. Yorke, R. Alecu, L. Ding, D. Fontenla, A. Kalend, D. Kaurin, M. E. Masterson-McGary, G. Marinello, T. Matzen, A. Saini, J. Shi, W. Simon, T. C. Zhu, and X. R. Zhu, *Diode in vivo Dosimetry for Patients Receiving External Beam Radiation Therapy Report of Task Group 62 of the Radiation Therapy Committee*. Madison, WI : Medical Physics Publishing, 2005.
- [72] A. B. Rosenfeld, “Electronic dosimetry in radiation therapy,” *Radiation Measurements*, vol. 41, pp. S134–S153, Dec. 2006.
- [73] A. S. Saini and T. C. Zhu, “Energy dependence of commercially available diode detectors for in-vivo dosimetry,” *Medical physics*, vol. 34, no. 5, pp. 1704–1711, 2007.
- [74] M. Soubra, J. Cygler, and G. Mackay, “Evaluation of a dual bias dual metal oxide-silicon semiconductor field effect transistor detector as radiation dosimeter,” *Medical physics*, vol. 21, no. 4, pp. 567–572, 1994.

- [75] a. S. Beddar, M. Salehpour, T. M. Briere, H. Hamidian, and M. T. Gillin, "Preliminary evaluation of implantable MOSFET radiation dosimeters.," *Physics in medicine and biology*, vol. 50, no. August 1984, pp. 141–149, 2005.
- [76] E. J. Bloemen-van Gurp, L. H. P. Murrer, B. K. C. Haanstra, F. C. J. M. van Gils, A. L. a. J. Dekker, B. J. Mijnheer, and P. Lambin, "In vivo dosimetry using a linear Mosfet-array dosimeter to determine the urethra dose in 125I permanent prostate implants.," *International journal of radiation oncology, biology, physics*, vol. 73, pp. 314–21, Jan. 2009.
- [77] C. G. Rowbottom and D. A. Jaffray, "Characteristics and performance of a micro-MOSFET : an "imageable" dosimeter for image-guided radiotherapy.," *Medical physics*, vol. 31, no. 3, pp. 609–615, 2004.
- [78] B. Wang, X. G. Xu, and C. H. Kim, "Monte Carlo study of MOSFET dosimeter characteristics : Dose dependence on photon energy, direction and dosimeter composition," *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 113, pp. 40–46, Jan. 2005.
- [79] R. Ramani, S. Russell, and P. O'Brien, "Clinical dosimetry using mosfets," *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, vol. 37, no. 4, pp. 959–964, 1997.
- [80] T. L. Nam, R. J. Keddy, and R. C. Burns, "Synthetic diamonds as in vivo radiation detectors.," *Medical physics*, vol. 14, no. 4, pp. 596–601, 1987.
- [81] F. Marsolat, D. Tromson, N. Tranchant, M. Pomorski, M. Le Roy, M. Donois, F. Moignau, a. Ostrowsky, L. De Carlan, C. Bassinet, C. Huet, S. Derreumaux, M. Chea, K. Cristina, G. Boisserie, and P. Bergonzo, "A new single crystal diamond dosimeter for small beam : comparison with different commercial active detectors.," *Physics in medicine and biology*, vol. 58, pp. 7647–60, Nov. 2013.
- [82] S. Almaviva, I. Ciancaglioni, R. Consorti, F. De Notaristefani, C. Manfredotti, M. Marinelli, E. Milani, a. Petrucci, G. Prestopino, C. Verona, and G. Verona-Rinati, "Synthetic single crystal diamond dosimeters for Intensity Modulated Radiation Therapy applications," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 608, no. 1, pp. 191–194, 2009.
- [83] B. Planskoy, "Evluation of diamond radiation doseimeters.," *Physics in medicine and biology*, vol. 25, no. 3, pp. 519–532, 1980.

- [84] C. De Angelis, S. Onori, M. Pacilio, G. a. P. Cirrone, G. Cuttone, L. Raffaele, M. Bucciolini, and S. Mazzocchi, "An investigation of the operating characteristics of two PTW diamond detectors in photon and electron beams.," *Medical physics*, vol. 29, no. 2, pp. 248–254, 2002.
- [85] M. Rodriguez, S. Griffin, L. DeWerd, and R. Jeraj, "Characterization of the ADII-33 diamond detector.," *Medical physics*, vol. 34, no. 1, pp. 215–220, 2007.
- [86] S. W. S. McKeever and M. Moscovitch, "On the advantages and disadvantages of optically stimulated luminescence dosimetry and thermoluminescence dosimetry.," *Radiation protection dosimetry*, vol. 104, no. 3, pp. 263–270, 2003.
- [87] C. E. Andersen, C. J. Marckmann, M. C. Aznar, L. Bøtter Jensen, F. Kjaer-Kristoffersen, and J. Medin, "An algorithm for real-time dosimetry in intensity-modulated radiation therapy using the radioluminescence signal from  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$ .," *Radiation protection dosimetry*, vol. 120, pp. 7–13, Jan. 2006.
- [88] a.J.J. Bos, "High sensitivity thermoluminescence dosimetry," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 184, pp. 3–28, Sept. 2001.
- [89] S. Magne, L. de Carlan, A. Bridier, A. Isambert, P. Ferdinand, R. Hugon, and J. Guillon, "Dosimétrie in vivo par OSL, en ligne par fibre optique, pour l'assurance qualité des traitements par radiothérapie externe : le projet ANR-TECSAN Codofer," *Irbm*, vol. 31, no. 2010, pp. 82–86, 2010.
- [90] E. G. Yukihiro, G. Mardirossian, M. Mirzasadeghi, S. Guduru, and S. Ahmad, "Evaluation of  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{C}$  optically stimulated luminescence (OSL) dosimeters for passive dosimetry of high-energy photon and electron beams in radiotherapy.," *Medical physics*, vol. 35, no. 1, pp. 260–269, 2008.
- [91] G. Marinello, J. Barthe, J. Pollack, and G. Portal, "'PCL" a new automatic fast reader suitable for in vivo dosimetry.," *Radiotherapy and oncology : journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology*, vol. 25, no. 1, pp. 63–66, 1992.
- [92] J. Azorin, A. Gutiérrez, T. Niewiadomski, and P. Gonzalez, "Dosimetric Characteristics of  $\text{LiF}:\text{Mg,Cu,P}$  TL Phosphor Prepared at ININ, Mexico," *Radiat Prot Dosimetry*, vol. 33, no. 1-4, pp. 283–86, 1990.

- [93] J. Azorin, C. Furetta, and A. Scacco, "Preparation and properties of thermoluminescent materials," *Physica Status Solidi A-Applied Research*, vol. 138, no. 1, pp. 9–46, 1993.
- [94] T. Rivera, R. Sosa, J. Azorín, J. Zarate, and a. Ceja, "Synthesis and luminescent characterization of sol-gel derived zirconia–alumina," *Radiation Measurements*, vol. 45, pp. 465–467, Mar. 2010.
- [95] V. E. Kafadar and K. F. Majeed, "Thermochimica Acta The effect of heating rate on the dose dependence and thermoluminescence characteristics of  $\text{CaSO}_4 : \text{Dy}$  ( TLD-900 )," *Thermochimica Acta*, vol. 590, pp. 266–269, 2014.
- [96] R. Chen and S. McKeever, "Characterization of nonlinearities in the dose dependence of thermoluminescence," 1994.
- [97] T. Rivera, "Thermoluminescence in medical dosimetry.," *Applied radiation and isotopes : including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine*, vol. 71 Suppl, pp. 30–4, Dec. 2012.
- [98] S. McKeever, "Optically stimulated luminescence : A brief overview," *Radiation Measurements*, vol. 46, pp. 1336–1341, Dec. 2011.
- [99] J. C. Polf, S. W. S. McKeever, M. S. Akselrod, and S. Holmstrom, "A real-time, fibre optic dosimetry system using  $\text{Al}_2\text{O}_3$  fibres," *Radiation protection dosimetry*, vol. 100, no. 1-4, pp. 301–304, 2002.
- [100] M. C. Aznar, C. E. Andersen, L. Bøtter Jensen, S. A. J. Bäck, S. Mattsson, F. Kjær Kristoffersen, and J. Medin, "Real-time optical-fibre luminescence dosimetry for radiotherapy : physical characteristics and applications in photon beams," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 49, pp. 1655–1669, May 2004.
- [101] C. S. Reft, "The energy dependence and dose response of a commercial optically stimulated luminescent detector for kilovoltage photon, megavoltage photon, and electron, proton, and carbon beams," *Medical Physics*, vol. 36, no. 5, p. 1690, 2009.
- [102] V. Schembri and B. J. M. Heijmen, "Optically stimulated luminescence (OSL) of carbon-doped aluminum oxide ( $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ) for film dosimetry in radiotherapy.," *Medical physics*, vol. 34, no. 6, pp. 2113–2118, 2007.
- [103] L. Archambault, *Elaboration d'un dosimètre à fibres scintillantes*. Ph.d., Université Laval, 2005.

- [104] M. a. Clift, P. N. Johnston, and D. V. Webb, "A temporal method of avoiding the Cerenkov radiation generated in organic scintillator dosimeters by pulsed mega-voltage electron and photon beams.," *Physics in medicine and biology*, vol. 47, pp. 1421–1433, Apr. 2002.
- [105] R. C. Ruchti, "the Use of Scintillating Fibers for Charged-Particle Tracking," *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 46, no. 1, pp. 281–319, 1996.
- [106] T. L. Pugh and W. Heller, "Density of polystyrene and polyvinyltoluene latex particles," 1957.
- [107] a. M. Frelin, J.-M. Fontbonne, G. Ban, J. Colin, and M. Labalme, "Comparative Study of Plastic Scintillators for Dosimetric Applications," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, no. 5, pp. 2749–2756, 2008.
- [108] N. Dogan, L. B. Leybovich, and A. Sethi, "Comparative evaluation of Kodak EDR2 and XV2 films for verification of intensity modulated radiation therapy.," *Physics in medicine and biology*, vol. 47, no. 22, pp. 4121–4130, 2002.
- [109] A. Rink, I. A. Vitkin, and D. A. Jaffray, "Characterization and real-time optical measurements of the ionizing radiation dose response for a new radiochromic medium.," *Medical physics*, vol. 32, no. 8, pp. 2510–2516, 2005.
- [110] C. R. Blackwell, B. M. Coursey, K. P. Gall, J. M. Galvin, W. L. McLaughlin, A. S. Meigooni, and C. G. Soares, "Radiochromic Film Dosimetry," *Tech. Rep. 63*, AAPM, 1998.
- [111] C. Baldock, Y. De Deene, S. Doran, G. Ibbott, a. Jirasek, M. Lepage, K. B. McAuley, M. Oldham, and L. J. Schreiner, "Polymer gel dosimetry.," *Physics in medicine and biology*, vol. 55, pp. R1–R63, Mar. 2010.
- [112] M. J. Maryanski, G. S. Ibbott, P. Eastman, R. J. Schulz, and J. C. Gore, "Radiation therapy dosimetry using magnetic resonance imaging of polymer gels.," *Medical physics*, vol. 23, no. 5, pp. 699–705, 1996.
- [113] E. F. Schubert, I. D. Goepfert, W. Grieshaber, and J. M. Redwing, "Optical properties of Si-doped GaN," *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 7, p. 921, 1997.



- [114] J. C. Polf, E. G. Yukihara, M. S. Akselrod, and S. W. S. McKeever, "Real-time luminescence from Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> fiber dosimeters," *Radiation Measurements*, vol. 38, pp. 227–240, Apr. 2004.
- [115] M. Bucciolini, F. B. Buonamici, S. Mazzocchi, C. De Angelis, S. Onori, and G. a. P. Cirrone, "Diamond detector versus silicon diode and ion chamber in photon beams of different energy and field size.," *Medical physics*, vol. 30, no. 8, pp. 2149–2154, 2003.
- [116] a. S. Beddar, T. R. Mackie, and F. H. Attix, "Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry : I. physical characteristics and theoretical consideration.," *Phys. Med. Biol.*, vol. 37, pp. 1883–1990, 1992.
- [117] C. E. Andersen, S. r. K. Nielsen, J. C. Lindegaard, and K. Tanderup, "Time-resolved in vivo luminescence dosimetry for online error detection in pulsed dose-rate brachytherapy.," *Medical physics*, vol. 36, no. 11, pp. 5033–5043, 2009.
- [118] S. F. D. Boer, a. S. Beddar, and J. a. Rawlinson, "Optical filtering and spectral measurements of radiation-induced light in plastic scintillation dosimetry," 1999.
- [119] M. a. Clift, R. a. Sutton, and D. V. Webb, "Dealing with Cerenkov radiation generated in organic scintillator dosimeters by bremsstrahlung beams.," *Physics in medicine and biology*, vol. 45, no. 5, pp. 1165–1182, 2000.
- [120] D. Létourneau, J. Pouliot, and R. Roy, "Miniature scintillating detector for small field radiation therapy.," *Medical physics*, vol. 26, no. 12, pp. 2555–2561, 1999.
- [121] A. S. Beddar, T. R. Mackie, and F. H. Attix, "Cerenkov light generated in optical fibres and other light pipes irradiated by electron beams," *Phys. Med. Biol.*, vol. 37, no. 4, pp. 925–935, 1992.
- [122] C. M. Wells, T. R. Mackie, M. B. Podgorsak, M. a. Holmes, N. Papanikolaou, P. J. Reckwerdt, J. Cygler, D. W. Rogers, a. F. Bielajew, and D. G. Schmidt, "Measurements of the electron dose distribution near inhomogeneities using a plastic scintillation detector.," *International journal of radiation oncology, biology, physics*, vol. 29, no. 5, pp. 1157–1165, 1994.
- [123] J. M. Fontbonne, G. Iltis, G. Ban, a. Battala, J. C. Vernhes, J. Tillier, N. Bellaize, C. Le Brun, B. Tamain, K. Mercier, and J. C. Motin, "Scintilla-

- ting fiber dosimeter for radiation therapy accelerator,” IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 49 I, no. 5, pp. 2223–2227, 2002.
- [124] P. Pittet, a. Ismail, J. Ribouton, R. Wang, J. M. Galvan, a. Chaikh, G. N. Lu, P. Jalade, J. Y. Giraud, and J. Balosso, “Fiber background rejection and crystal over-response compensation for GaN based invivo dosimetry,” *Physica Medica*, vol. 29, pp. 487–492, Jan. 2013.
- [125] I. Kawrakow and D. W. O. Rogers, “The EGSnrc code system,” NRC Report PIRS-701, NRC, Ottawa, 2000.
- [126] S. Agostinelli, J. Allison, and K. Amako, “Geant4-a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003.
- [127] D. B. Pelowitz et al., “Mcnpx user’s manual version 2.5. 0,” Los Alamos National Laboratory, vol. 76, 2005.
- [128] F. Salvat, J. Fernández-Varea, and J. Sempau, “PENELOPE – A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport,” in *Proceedings of a Workshop/Training Course, OECD/NEA*, vol. 5, p. 253, 2003.
- [129] H. Nikjoo, S. Uehara, D. Emfietzoglou, and F. a. Cucinotta, “Track-structure codes in radiation research,” *Radiation Measurements*, vol. 41, no. 9-10, pp. 1052–1074, 2006.
- [130] B. a. Faddegon, I. Kawrakow, Y. Kubyshev, J. Perl, J. Sempau, and L. Urban, “The accuracy of EGSnrc, Geant4 and PENELOPE Monte Carlo systems for the simulation of electron scatter in external beam radiotherapy,” *Physics in medicine and biology*, vol. 54, pp. 6151–63, Oct. 2009.
- [131] J. Sempau and P. Andreo, “Configuration of the electron transport algorithm of PENELOPE to simulate ion chambers,” *Physics in medicine and biology*, vol. 51, pp. 3533–48, July 2006.
- [132] L. D. Gager, “Silicon diode detectors used in radiological physics measurements. Part I : Development of an energy compensating shield,” *Medical Physics*, vol. 4, no. 6, p. 494, 1977.
- [133] A. Rosenfeld, M. Carolan, G. Kaplan, B. Allen, and V. Khivrich, “MOS-FET dosimeters : the role of encapsulation on dosimetric characteristics in mixed gamma-neutron and megavoltage X-ray fields,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 42, no. 6, pp. 1870–1877, 1995.

- [134] N. Jornet, M. Ribas, and T. Eudaldo, "In vivo dosimetry : Intercomparison between p-type based and n-type based diodes for the 16–25 MV energy range," *Medical Physics*, vol. 27, no. 6, p. 1287, 2000.
- [135] N. Jornet, P. Carrasco, D. Jurado, A. Ruiz, T. Eudaldo, and M. Ribas, "Comparison study of MOSFET detectors and diodes for entrance in vivo dosimetry in 18 MV x-ray beams," *Medical Physics*, vol. 31, no. 9, p. 2534, 2004.
- [136] C. McKerracher and D. I. Thwaites, "Head scatter factors for small MV photon fields. Part II : the effects of source size and detector.," *Radiotherapy and oncology : journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology*, vol. 85, pp. 286–91, Nov. 2007.
- [137] G. Cranmer-Sargison, S. Weston, J. a. Evans, N. P. Sidhu, and D. I. Thwaites, "Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry : detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization.," *Physics in medicine and biology*, vol. 57, pp. 5141–53, Aug. 2012.
- [138] D. Georg, B. De Ost, M.-T. Hoornaert, P. Pilette, J. Van Dam, M. Van Dycke, and D. Huyskens, "Build-up modification of commercial diodes for entrance dose measurements in 'higher energy' photon beams," *Radiotherapy and Oncology*, vol. 51, pp. 249–256, June 1999.
- [139] H.-R. Lee, M. Pankuch, J. C. Chu, and J. J. Spokas, "Evaluation and characterization of parallel plate microchamber's functionalities in small beam dosimetry," *Medical Physics*, vol. 29, no. 11, p. 2489, 2002.
- [140] A. Ismail, R. Wang, A. Chaikh, P. Pittet, and J. Balosso, "Preliminary testing of GaN-based dosimeters for electron beam radiotherapy," *Radiation protection dosimetry*, pp. 1–4, 2015.
- [141] J. R. Cunningham, "Scatter-air ratios," *Physics in medicine and biology*, vol. 17, pp. 42–51, Jan. 1972.
- [142] S. K. Gupta and J. R. Cunningham, "Measurement of Tissue-Air Ratios and Scatter Functions for Large Field Sizes, for Cobalt 60 Gamma Radiation," *British Journal of Radiology*, vol. 39, pp. 7–11, Jan. 1966.
- [143] J. Drouard, J. C. Rosenfeld, and M. Simonian, "Generation of primary and scatter tables for dose computation in high energy photon beams," *Proceedings of 5th ESTRO Meeting on Radiotherapy and Oncology*, 1986.

- [144] I. C. on Radiation Units and Measurements, "ICRU Report 23 : Measurement of absorbed doses in a phantom irradiated by a single beam of X or gamma rays," tech. rep., ICRU, Bethesda, MD, 1973.
- [145] S. Kim, T. C. Zhu, and J. R. Palta, "An equivalent square field formula for determining head scatter factors of rectangular fields," *Medical Physics*, vol. 24, no. 11, 1997.
- [146] T. D. Sterling, H. Perry, and L. Katz, "Automation of Radiation Treatment Planning—IV. Derivation of a Mathematical Expression for the per cent Depth Dose Surface of Cobalt 60 Beams and Visualisation of Multiple Field Dose Distributions," *The British Journal of Radiology*, vol. 37, pp. 544–550, July 1964.
- [147] M. J. Day, "A Note on the Calculation of Dose in X-ray Fields," *British Journal of Radiology*, vol. 23, pp. 368–369, June 1950.
- [148] J. R. Clarkson, "A Note on Depth Doses in Fields of Irregular Shape," *British Journal of Radiology*, vol. 14, pp. 265–268, Aug. 1941.
- [149] F. M. Khan, *The Physics of Radiation Therapy*. Baltimore : Williams and Wilkins, 1984.
- [150] D. Sheikh-Bagheri and D. W. O. Rogers, "Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code," *Medical Physics*, vol. 29, no. 3, p. 391, 2002.
- [151] A. Ahnesjö, P. Andreo, and A. Brahme, "Calculation and Application of Point Spread Functions for Treatment Planning with High Energy Photon Beams," *Acta Oncologica*, vol. 26, pp. 49–56, Jan. 1987.
- [152] R. Mohan, "Differential pencil beam dose computation model for photons," *Medical Physics*, vol. 13, no. 1, p. 64, 1986.
- [153] T. R. Mackie, "A convolution method of calculating dose for 15-MV x rays," *Medical Physics*, vol. 12, no. 2, p. 188, 1985.
- [154] A. Boyer, "A photon dose distribution model employing convolution calculations," *Medical Physics*, vol. 12, no. 2, p. 169, 1985.
- [155] K. Eklund and A. Ahnesjö, "Fast modelling of spectra and stopping-power ratios using differentiated fluence pencil kernels.," *Physics in medicine and biology*, vol. 53, pp. 4231–47, Aug. 2008.

- [156] K. Eklund and A. Ahnesjö, “Modeling silicon diode dose response factors for small photon fields,” *Physics in medicine and biology*, vol. 55, pp. 7411–23, Dec. 2010.
- [157] H. Bouchard, “A theoretical re-examination of Spencer-Attix cavity theory,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 57, no. 11, p. 3333, 2012.
- [158] T. G. . R. T. C. AAPM, “A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams,” *Medical Physics*, vol. 10, no. 6, p. 741, 1983.
- [159] D. J. La Russa and D. W. O. Rogers, “Accuracy of Spencer-Attix cavity theory and calculations of fluence correction factors for the air kerma formalism,” *Medical Physics*, vol. 36, no. 9, p. 4173, 2009.
- [160] D. W. O. Rogers and I. Kawrakow, “Monte Carlo calculated correction factors for primary standards of air kerma,” *Medical Physics*, vol. 30, no. 4, p. 521, 2003.
- [161] S. Y. Jang, H. H. Liu, R. Mohan, and J. V. Siebers, “Variations in energy spectra and water-to-material stopping-power ratios in three-dimensional conformal and intensity-modulated photon fields,” *Med. Phys.*, vol. 34, pp. 1388–1398, 2007.
- [162] R. Mohan, “Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators,” *Medical Physics*, vol. 12, no. 5, p. 592, 1985.
- [163] C.-M. Ma, X. a. Li, and J. P. Seuntjens, “Study of dosimetry consistency for kilovoltage x-ray beams,” *Medical Physics*, vol. 25, no. 12, p. 2376, 1998.
- [164] M. B. Sharpe, “Dose calculations using convolution and superposition principles : The orientation of dose spread kernels in divergent x-ray beams,” *Medical Physics*, vol. 20, no. 6, p. 1685, 1993.
- [165] H. Helen Liu, T. R. Mackie, and E. C. McCullough, “Correcting kernel tilting and hardening in convolution/superposition dose calculations for clinical divergent and polychromatic photon beams,” *Medical Physics*, vol. 24, no. 11, p. 1729, 1997.
- [166] K. Eklund and A. Ahnesjö, “Spectral perturbations from silicon diode detector encapsulation and shielding in photon fields,” *Medical Physics*, vol. 37, no. 11, p. 6055, 2010.
- [167] K. Eklund, *Modeling Silicon Diode Dose Response in Radiotherapy Fields using Fluence Pencil Kernels*. PhD thesis, Uppsala University, 2010.

- [168] M. A. R. Othman, D. L. Cutajar, N. Hardcastle, S. Guatelli, and A. B. Rosenfeld, "Monte carlo study of MOSFET packaging, optimised for improved energy response : single MOSFET filtration.," *Radiation protection dosimetry*, vol. 141, pp. 10–7, Oct. 2010.
- [169] M. A. R. OTHMAN, *Optimising the packaging of semiconductor detectors to improve their energy response to gamma and neutron radiation for radiation protection : a GEANT4 Monte Carlo study*. PhD thesis, University of Wollongong, 2012.
- [170] O. Yamamoto, Y. Yasuno, S. Minamide, S. Hasegawa, H. Tsutsui, M. Tanaka, and T. Yamashita, "Construction of a composite thin-element TLD using an optical-heating method.," *Health physics*, vol. 43, no. 3, pp. 383–390, 1982.
- [171] A. J. D. Scott, A. E. Nahum, and J. D. Fenwick, "Using a Monte Carlo model to predict dosimetric properties of small radiotherapy photon fields," *Medical Physics*, vol. 35, no. 10, p. 4671, 2008.
- [172] P. Andreo, "On the calibration of plane-parallel ion chambers using  $^{60}\text{Co}$  beams," *Medical Physics*, vol. 18, no. 2, p. 326, 1991.
- [173] B. Nilsson, A. Montelius, P. Andreo, and B. Sorcini, "Perturbation correction factors in ionization chamber dosimetry," *Dosimetry in Radiotherapy (IAEA, Vienna)*, pp. 175–185, 1988.
- [174] A. F. Bielajew, "Correction factors for thick-walled ionisation chambers in point-source photon beams," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 35, pp. 501–516, Apr. 1990.
- [175] C.-m. Ma and A. E. Nahum, "Calculation of absorbed dose ratios using correlated Monte Carlo sampling," *Medical Physics*, vol. 20, no. 4, p. 1189, 1993.
- [176] C.-m. Ma, D. W. O. Rogers, K. R. Shortt, C. K. Ross, A. E. Nahum, and A. F. Bielajew, "Wall-correction and absorbed-dose conversion factors for Fricke dosimetry : Monte Carlo calculations and measurements," *Medical Physics*, vol. 20, no. 2, p. 283, 1993.
- [177] L. a. Buckley, I. Kawrakow, and D. W. O. Rogers, "CSnrc : Correlated sampling Monte Carlo calculations using EGSnrc," *Medical Physics*, vol. 31, no. 12, p. 3425, 2004.

- [178] J. Wulff, K. Zink, and I. Kawrakow, “Efficiency improvements for ion chamber calculations in high energy photon beams,” *Medical Physics*, vol. 35, no. 4, p. 1328, 2008.
- [179] J. Wulff, J. T. Heverhagen, and K. Zink, “Monte-Carlo-based perturbation and beam quality correction factors for thimble ionization chambers in high-energy photon beams,” *Physics in medicine and biology*, vol. 53, pp. 2823–36, June 2008.
- [180] J. Sempau, A. Sánchez-Reyes, F. Salvat, H. O. B. Tahar, S. B. Jiang, and J. M. Fernández-Varea, “Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 46, pp. 1163–1186, Apr. 2001.
- [181] J. Sempau, A. Badal, and L. Brualla, “A PENELOPE-based system for the automated Monte Carlo simulation of clinacs and voxelized geometries, application to far-from-axis fields,” *Medical Physics*, vol. 38, no. 11, p. 5887, 2011.
- [182] R. Y. Rubinstein, ed., *Simulation and the Monte Carlo Method*. Wiley Series in Probability and Statistics, Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., Apr. 1981.
- [183] R. C. Murty, “Effective Atomic Numbers of Heterogeneous Materials,” 1965.
- [184] J. D. Fenwick, S. Kumar, A. J. D. Scott, and A. E. Nahum, “Using cavity theory to describe the dependence on detector density of dosimeter response in non-equilibrium small fields,” *Physics in medicine and biology*, vol. 58, pp. 2901–23, May 2013.
- [185] L. L. W. Wang and D. W. O. Rogers, “Monte Carlo study of Si diode response in electron beams,” *Medical Physics*, vol. 34, no. 5, pp. 1734–42, 2007.
- [186] G. X. Ding and D. W. O. Rogers, “Energy spectra , angular spread and dose distributions of electron beams from various accelerators used in radiotherapy PIRS-0439,” *National Research Council of Canada Report*, pp. 1–61, 1995.
- [187] J. Wulff and K. Zink, “Chamber Quality Factors for the NACP-02 Chamber in  $^{60}\text{Co}$  Beams : Comparison of EGSnrc and PENELOPE Monte Carlo Simulations,” in *Proceedings of an International Symposium on Stan-*

- dards, Applications and Quality Assurance in Medical Radiation Dosimetry (IDOS), pp. 287–295, 2010.
- [188] L. a. DeWerd, G. S. Ibbott, A. S. Meigooni, M. G. Mitch, M. J. Rivard, K. E. Stump, B. R. Thomadsen, and J. L. M. Venselaar, “A dosimetric uncertainty analysis for photon-emitting brachytherapy sources : Report of AAPM Task Group No. 138 and GEC-ESTRO,” *Medical Physics*, vol. 38, no. 2, p. 782, 2011.
- [189] A. Espinoza, B. Beeksmas, M. Petasecca, I. Fuduli, C. Porumb, D. Cutajar, S. Corde, M. Jackson, M. L. F. Lerch, and A. B. Rosenfeld, “The feasibility study and characterization of a two-dimensional diode array in "magic phantom" for high dose rate brachytherapy quality assurance,” *Medical physics*, vol. 40, p. 111702, Nov. 2013.
- [190] J. Duan, D. J. Macey, P. N. Pareek, and I. A. Brezovich, “Real-time monitoring and verification of in vivo high dose rate brachytherapy using a pinhole camera,” *Med. Phys.*, vol. 28, p. 167, 2001.
- [191] L. Gong, P. S. Cho, B. H. Han, K. E. Wallner, S. G. Sutlief, S. D. Pathak, D. R. Haynor, and Y. Kim, “Ultrasonography and fluoroscopic fusion for prostate brachytherapy dosimetry,” *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, vol. 54, no. 5, pp. 1322–1330, 2002.
- [192] B. Reniers, G. Landry, R. Eichner, A. Hallil, and F. Verhaegen, “In vivo dosimetry for gynaecological brachytherapy using a novel position sensitive radiation detector : feasibility study,” *Medical physics*, vol. 39, pp. 1925–35, Apr. 2012.
- [193] F. Therriault-Proulx, T. M. Briere, F. Mourtada, S. Aubin, S. Beddar, and L. Beaulieu, “A phantom study of an in vivo dosimetry system using plastic scintillation detectors for real-time verification of  $^{192}\text{Ir}$  HDR brachytherapy,” *Medical Physics*, vol. 38, no. 5, p. 2542, 2011.
- [194] I. A. Brezovich, J. Duan, P. N. Pareek, J. Fiveash, and M. Ezekiel, “In vivo urethral dose measurements : A method to verify high dose rate prostate treatments,” *Medical Physics*, vol. 27, no. 10, p. 2297, 2000.
- [195] M. D. C. Evans, S. Devic, and E. B. Podgorsak, “High dose-rate brachytherapy source position quality assurance using radiochromic film,” *Medical dosimetry : official journal of the American Association of Medical Dosimetrists*, vol. 32, pp. 13–5, Jan. 2007.



- [196] T. Nakano, N. Suchowerska, M. M. Bilek, D. R. McKenzie, N. Ng, and T. Kron, "High dose-rate brachytherapy source localization : positional resolution using a diamond detector.," *Physics in medicine and biology*, vol. 48, pp. 2133–46, July 2003.
- [197] J. Lambert, D. R. McKenzie, S. Law, J. Elsey, and N. Suchowerska, "A plastic scintillation dosimeter for high dose rate brachytherapy.," *Physics in medicine and biology*, vol. 51, pp. 5505–16, Nov. 2006.
- [198] K. Bauer, D. Garbe, and S. H., *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*. Weinheim, Germany : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, June 2000.
- [199] A. Ismail, P. Pittet, G.-N. Lu, J.-M. Galvan, J.-Y. Giraud, and J. Balosso, "Implantable in vivo dosimetric probe based on GaN radioluminescence," in *World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering IFMBE Proceedings* (O. Dössel and W. C. Schlegel, eds.), vol. 25/1 of IFMBE Proceedings, (Berlin, Heidelberg), pp. 167–171, Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [200] J. Borg and D. W. O. Rogers, "Monte Carlo Calculations of Photon Spectra in Air from 192 Ir Sources," *Tech. Rep. 613*, National Research Council, Ottawa, 1999.
- [201] C. J. Marckmann, M. C. Aznar, C. E. Andersen, and L. Bø tter Jensen, "Influence of the stem effect on radioluminescence signals from optical fibre Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:C doseimeters.," *Radiation protection dosimetry*, vol. 119, pp. 363–7, Jan. 2006.
- [202] J. Lambert, Y. Yin, D. R. McKenzie, S. Law, and N. Suchowerska, "Cerenkov-free scintillation dosimetry in external beam radiotherapy with an air core light guide.," *Physics in medicine and biology*, vol. 53, pp. 3071–80, June 2008.
- [203] A. Palmer and B. Mzenda, "Performance assessment of the BEBIG Multi-Source high dose rate brachytherapy treatment unit.," *Physics in medicine and biology*, vol. 54, pp. 7417–34, Dec. 2009.
- [204] Edinburgh FLSP-920 Manuals, "FLSP920 Series User Guide."
- [205] G. M. Daskalov, E. Löffler, and J. F. Williamson, "Monte Carlo-aided dosimetry of a new high dose-rate brachytherapy source.," *Medical physics*, vol. 25, pp. 2200–8, Nov. 1998.

- [206] D. Granero, J. Vijande, F. Ballester, and M. J. Rivard, “Dosimetry revisited for the HDR [sup 192]Ir brachytherapy source model mHDR-v2,” *Medical Physics*, vol. 38, no. 1, p. 487, 2011.
- [207] D. Granero, J. Perez-Calatayud, and F. Ballester, “Technical note : Dosimetric study of a new Co-60 source used in brachytherapy,” *Medical Physics*, vol. 34, no. 9, p. 3485, 2007.
- [208] D. Baltas, P. Karaiskos, P. Papagiannis, L. Sakelliou, E. Loeffler, and N. Zamboglou, “Beta versus gamma dosimetry close to Ir-192 brachytherapy sources,” *Medical Physics*, vol. 28, no. 9, p. 1875, 2001.
- [209] F. Ballester, D. Granero, J. Pérez-Calatayud, C. S. Melhus, and M. J. Rivard, “Evaluation of high-energy brachytherapy source electronic disequilibrium and dose from emitted electrons,” *Medical Physics*, vol. 36, no. 9, p. 4250, 2009.
- [210] G. P. Glasgow, “Specific  $\gamma$ -ray constant and exposure rate constant of  $^{192}\text{Ir}$ ,” *Medical Physics*, vol. 6, no. 1, p. 49, 1999.
- [211] F. Ballester, D. Granero, J. Pérez-Calatayud, E. Casal, S. Agramunt, and R. Cases, “Monte Carlo dosimetric study of the BEBIG Co-60 HDR source,” *Physics in medicine and biology*, vol. 50, pp. N309–16, Nov. 2005.
- [212] “Nudat 2.0 National Nuclear Data Center 2004 Nuclear data from NuDat, a web-based data base matined by the National Nuclear Data Center (Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA).”
- [213] F. Salvat, J. Fernandez-Varea, E. Acosta, and J. Sempau, “PENELOPE, A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport,” in *Proceedings of a Workshop/Training Course, OECD/NEA 5-7*, 2001.
- [214] A. s. C. Tedgren and G. A. Carlsson, “Specification of absorbed dose to water using model-based dose calculation algorithms for treatment planning in brachytherapy,” *Physics in medicine and biology*, vol. 58, pp. 2561–79, Apr. 2013.
- [215] T. Nakano, N. Suchowerska, D. R. McKenzie, and M. M. Bilek, “Real-time verification of HDR brachytherapy source location : implementation of detector redundancy,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 50, pp. 319–327, Jan. 2005.

- [216] L. Grevillot, T. Frisson, D. Maneval, N. Zahra, J.-N. Badel, and D. Sar-  
rut, “Simulation of a 6 MV Elekta Precise Linac photon beam using  
GATE/GEANT4,” *Physics in medicine and biology*, vol. 56, pp. 903–18,  
Feb. 2011.
- [217] P. l’Ecuyer, “Efficient and portable combined random number generators,”  
*Communications of the ACM*, vol. 31, no. 6, pp. 742–751, 1988.
- [218] A. Badal and J. Sempau, “A package of Linux scripts for the parallelization  
of Monte Carlo simulations,” *Computer Physics Communications*, vol. 175,  
pp. 440–450, Sept. 2006.

# Production Scientifique

## Publication en revues avec comité de lecture

1. A. Ismail, **R. Wang**, A. Chaikh, P. Pittet, J. Balosso, “Preliminary testing of GaN-based dosimeters for electrons beam radiotherapy”, Radiation Protection Dosimetry, in print, doi :10.1093/rpd/ncv056
2. P. Pittet, P. Jalade, J. Balosso, L. Gindraux, P. Guiral, **R. Wang**, A. Chaikh, A. Gaudu, J. Ribouton, J. Rousseau, J-M. Galvan, A. Rivoire, J-Y. Giraud, G-N. Lu, “Dosimetry systems based on Gallium Nitride probe for radiotherapy, brachytherapy and interventional radiology”, IRBM, Volume 36, Issue 2, Pages 92-100, 2015
3. **R. Wang**, P. Pittet, J. Ribouton, G-N Lu, J-M Galvan, P. Jalade, J. Balosso and A. Ahnesjö, “Bi-crystal compensation method for the over-response of solid-state dosimetry”, Key Engineering Materials 605, 540-543, 2014.
4. **R. Wang**, J. Ribouton, P. Pittet, P. Guiral, P. Jalade, G-N. Lu, “Implementation of GaN based real-time source position monitoring in HDR brachytherapy”, Radiation Measurements, 71, pages 293-296, 2014.
5. **R. Wang**, P. Pittet, J. Ribouton, G-N. Lu, A. Chaikh and A. Ahnesjö, “Implementation and validation of fluence pencil kernels model for GaN-based dosimetry in photon beam radiotherapy”, Physics in Medicine and Biology vol. 58, no. 19, pp. 6701–6712, 2013.
6. P. Pittet, A. Ismail, J. Ribouton, **R. Wang**, J-M. Galvan, A. Chaikh, G-N. Lu, P. Jalade, J-Y. Giraud, J. Balosso, “Fiber background rejection and crystal over-response compensation for GaN based in vivo dosimetry”, Physica Medica : European Journal of Medical Physics – 29, pp. 487-492, 2013

## Conférences internationales

1. **Ruoxi Wang**, P. Pittet, J. Ribouton, G-N. Lu, A. Ahnesjö, "Modeling GaN dosimetric response to therapeutic photon beam radiation", 17th Solid State Dosimetry Conference, 22-27 september 2013, Recife, Brazil.
2. A. Chaikh, **R. Wang**, J-Y. Giraud, P. Pittet, G-N. Lu, J. Balosso, "Testing of a GaN-based implantable dosimeter using homogenous and heterogeneous phantoms", 17th Solid State Dosimetry Conference, 22-27 september 2013, Recife, Brazil.
3. Abdulhamid Chaikh, **Ruoxi Wang**, Patrick Pittet, Jean-Yves Giraud, Guo-Neng Lu, Jacques Balosso. "Characterization of an implantable in vivo dosimetric probe based on Gallium Nitride "GaN" radioluminescence", the 20th International Conference on Medical Physics and Biomedical engineering (ICMP) 1st - 4th September 2013 Brighton, UK, Medical Physics International Journal, Vol.1, No.2, pp. 227, 2013.

## Conférences nationales

1. Pierrick Guiral, Patrice Jalade, Julien Ribouton, Patrick Pittet, **Ruoxi Wang**, Jean-Marc Galvan, Guo-Neng Lu, "Développement et test d'un fantôme instrumenté d'assurance qualité en temps réel pour la curiethérapie HDR et PDR", 53èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, juin 2014
2. **Ruoxi Wang**, Patrick Pittet, Guo-Neng Lu, Pierrick Guiral, Anders Ahnesjö, "Implementation of Correlated Sampling method for Monte Carlo simulations of small-sized solid-state dosimetric response", 53èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, juin 2014
3. **R. Wang**, P. Pittet, J. Ribouton, G-N. Lu, A. Ahnesjö, "Modeling GaN dosimetric response to therapeutic photon beam radiation", 52èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, juin 2013, Physica Medica : European Journal of Medical Physics, Vol. 29, e44
4. J. Ribouton, **R. Wang**, P. Jalade, M-P. Sotton, L. Cordette, J-M. Galvan, G-N. Lu, P. Pittet, "Dosimetry by radioluminescence of GaN for quality assurance and in vivo real time dosimetry in brachytherapy" 51èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, juin 2012 - Physica Medica : European Journal of Medical Physics - (Vol. 28 Supplement 1, Page S14), June 2012

# Table des figures

1	Evolution des différentes techniques de radiothérapies externes (proportion de centres mettant en œuvre chaque technique) [5]. . . . .	6
2	Evolution des équipements dans les centres pratiquant la curiethérapie (HDD : Haut Débit de dose ; PDR : débit de dose pulsé ou Pulse Dose Rate)[6]. . . . .	6
1.1	Schéma de principe d'un LINAC pour la génération d'un faisceau de radiothérapie externe (électrons, photons) [10] . . . . .	11
1.2	Schéma de principe d'un LINAC pour la génération d'un faisceau de radiothérapie [10] . . . . .	12
1.3	distribution de photon (a) sans égalisateur et (b) avec l'égalisateur [10] .	12
1.4	Structure d'une tête de LINAC Elekta [10] . . . . .	13
1.5	Unité de $^{60}\text{Co}$ Gamma Knife pour la radiochirurgie, l'hémisphère interne en tungstène contient 201 sources de $^{60}\text{Co}$ dont les directions de faisceaux s'orientent vers le centre de sphère avec l'aide de collimateur de tungstène [10] . . . . .	15
1.6	Schéma de principe d'une unité de tomothérapie hélicoïdale [27]. . . . .	16
1.7	Projecteur de source HDR MicroSelectron V3, Nucletron, Elekta[29]. . .	17
1.8	Principe du passage de la dose absorbée dans un détecteur à la dose dans le milieu d'intérêt par $\text{RF}_Q$ [10]. . . . .	20
1.9	Cas des petites cavités où la présence de la cavité ne perturbe pas la fluence locale. . . . .	21
1.10	Dépôt d'énergie par un faisceau de photons dans un détecteur correspondant à la théorie de la grande cavité : La portée des électrons est petite par rapport à la taille de la cavité et la cavité est dans un état de quasi équilibre électronique. . . . .	23

1.11	Influence du volume du dosimètre sur la réponse du dosimètre, en fonction de la taille du champ d'irradiation pour un faisceau incident de 6 MV, issu d'un accélérateur PRIMUS de Siemens. Les mesures sont normalisées pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et réalisées avec 3 types de dosimètres : chambre d'ionisation, diode, diamant. Le volume actif de dosimètre varie de $0,375 \text{ mm}^3$ (EDD-5 diode) à $600 \text{ mm}^3$ (PTW 30006 Farmer) [46]. . . . .	25
1.12	Comparaison entre la taille du champ définie par la position du collimateur et la taille du champ mesurée, définie par la largeur à mi-hauteur, pour trois tailles du champ : a) Champ large (sans occlusion) ; b) Faible ouverture du champ (Source partiellement bloquée) ; c) Mini-faisceau [51].	26
1.13	Système de coordonnées utilisé dans le formalisme de TG-43U1 [56]. . . . .	29
1.14	Schéma d'une chambre à puits pour la calibration de source HDR [66]. . . . .	32
1.15	Vue schématique d'un dosimètre MOSFET [72]. . . . .	34
1.16	La réponse ( $\Delta V_{th}$ ) du dosimètre MOSFET passif en fonction de la dose [75]. . . . .	35
1.17	Réponse d'un transducteur isolant (Schéma des transitions possibles entre bandes de valence et de conduction : a) en cours d'irradiation, où le processus de ionisation et de remplissage de pièges prédominent ; b). en mode de lecture stimulée, TL ou OSL [90]. . . . .	36
1.18	Linéarité des a) dosimètres OSL ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) ; b) dosimètres TLD ( $\text{LiF}$ et $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ) en fonction de la dose [89, 91]. . . . .	37
1.19	Schéma de principe de l'instrumentation de lecture d'un dosimètre OSL [90]. . . . .	38
1.20	Luminescence spontanée (RL) en cours d'irradiation et après stimulation optique (OSL) de $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ [100]. . . . .	38
1.21	Sonde dosimétrique GaN développée pour la radiothérapie externe [7]. . . . .	41
1.22	linéarité de réponse de la réponse dosimétrique en radiothérapie externe (photon 6 MV) a) du dosimètre GaN ; b) du dosimètre MOSFET ; et c) du dosimètre temps réel $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ [89]. . . . .	43
1.23	Coefficients d'atténuations massiques de différents matériaux d'intérêt dosimétrique. . . . .	44
1.24	Système dosimétrique basé sur la RL du GaN pour la radiothérapie externe [9]. . . . .	46
1.25	a) Spectre du signal de luminescence pour une fibre nue et pour une sonde GaN b) ratio des contributions du signal de luminescence d'une fibre nue dans les canaux CH1 et CH2 respectivement [7]. . . . .	47
1.26	Liste des codes Monte Carlo de transport des particules [129]. . . . .	49

2.1	Facteur d'ouverture du champ mesuré par deux dosimètres à diode en silicium avec ou sans encapsulation (PTW 60008 et 60012), irradié par un faisceau de 6MV (Siemens Mevatron KD-2), comparé avec le mesure d'un dosimètre diamant (PTW 60003) [44]. . . . .	54
2.2	Rendements de profondeur mesurés par la sonde GaN comparés avec ceux mesurés par une chambre parallèle-plate sous faisceaux d'électrons de trois énergies [140]. . . . .	55
2.3	Configuration géométrique de l'étude. . . . .	58
2.4	RTM mesurés par radioluminescence du GaN et par une chambre d'ionisation pour des faisceaux a) de 6 MV dans un champ carré de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et b) de 18 MV dans un champ carré de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ . . . . .	59
2.5	Facteur de réponse du GaN en fonction de la taille du champ carré pour différentes profondeurs, et pour des énergies de faisceaux a) de 6 MV et b) de 18 MV. . . . .	61
2.6	$k(z)$ tracé en fonction de profondeurs du dosimètre pour deux faisceaux, 6 MV et 18 MV. . . . .	62
2.7	Mesures de RTM avec le transducteur GaN avant et après compensation pour des faisceaux a) de 6 MV et b) de 18 MV dans un champ carré de $17 \times 17 \text{ cm}^2$ . Les écarts relatifs sont donnés par rapport aux mesures de référence obtenues avec la chambre d'ionisation. . . . .	63
2.8	Champ en forme de "T" utilisé. . . . .	64
2.9	Doses relatives dans l'eau et dans le GaN calculées par simulations MC dans un champ carré de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ pour un faisceau de photon 6 MV. . .	66
2.10	Géométrie utilisée pour le calcul des noyaux de fluence en "pinceau" utilisé par Eklund et Ahnesjö [155]. . . . .	67
2.11	Catégories de particules définies dans la base de données utilisée [155]. .	68
2.12	Facteur de perturbation $P_{\text{rep}}$ en fonction de l'énergie de coupure $\Delta$ , a) pour un faisceau de photons de 1 MeV, et b) pour un faisceau d'électrons de 10 MeV [157]. . . . .	74
2.13	Configuration de mesure du Rapport Tissu Fantôme (TPR) avec la sonde GaN. . . . .	77
2.14	$\text{CPE}^w(A, E)$ calculé pour des différentes tailles du champ, avec un faisceau de photon mono-énergétique [156]. . . . .	78
2.15	Dose dans le transducteur GaN normalisée par la fluence énergétique et par le facteur d'équilibre électronique $\text{CPE}^w(A, E)$ . . . . .	79



2.16	facteur $\kappa(E)$ en fonction de l'énergie des photons incidents pour deux tailles de cavité GaN, un cylindre ( $h = 0,1$ cm $r = 0,125$ cm) et un lingot parallélépipédique ( $0,03 \times 0,03 \times 0,1$ cm <sup>3</sup> ) et pour différentes tailles du champ (pour les champs circulaires, la légende fait apparaître les champs carrés équivalents). . . . .	79
2.17	Le rapport de la dose dans GaN pour 2 énergies de coupure $\Delta = 395$ keV et $\Delta = 10$ keV en fonction de la profondeur dans un champ de $3 \times 3$ cm <sup>2</sup> . . . . .	80
2.18	Dose du GaN normalisée par la fluence de référence dans un champ de $3 \times 3$ cm <sup>2</sup> pour une énergie de coupure a) $\Delta = 395$ keV ; b) $\Delta = 10$ keV. . . . .	81
2.19	Comparaison des TPR calculés et mesurés dans 2 tailles du champ ( $10 \times 10$ cm <sup>2</sup> , $17 \times 17$ cm <sup>2</sup> ). Le modèle de spectre de faisceau utilisé est celui publié par Sheikh-Bagheri [150]. . . . .	82
2.20	Comparaison des deux spectres de photons primaires à l'interface air-eau, déterminés par Sheikh-Bagheri [150] et Mohan [162] respectivement, pour le cas de 6 MV, avec un champ de $10 \times 10$ cm <sup>2</sup> . . . . .	83
2.21	TPRs calculés et mesurés dans des champs carrés de $10 \times 10$ cm <sup>2</sup> et $17 \times 17$ cm <sup>2</sup> avec un faisceau de photons de 6 MV (modèle de spectre interpolé). . . . .	83
2.22	Réponse d'une diode en fonction de profondeur, irradié par un faisceau de rayon-X de 300 kV. Le rendement de profondeur mesuré par une chambre de type Farmer NE2571 est pris comme référence de comparaison [163]. . . . .	84
2.23	Facteurs de réponses calculés et mesurés dans un champ de $10 \times 10$ cm <sup>2</sup> pour un faisceau de photons 6 MV. . . . .	86
2.24	Facteur de réponse mesurée pour 3 tailles du champ dans un faisceau de 6 MV. L'écart relatif du facteur de réponse est normalisé par le facteur de réponse à la profondeur correspondante. . . . .	86
2.25	Facteur de réponse en fonction de la taille du champ pour un faisceau de photons de 6 MV. . . . .	87
3.1	Configurations d'un dosimètre bi-MOSFET avec une "auto-compensation" de la sur-réponse du MOSFET par une mesure différentielle [168]. La réponse non-filtrée du MOSFET de droite et celle du MOSFET filtré à gauche sont notées respectivement $R_1$ et $R_2$ . . . . .	90
3.2	a) Rapport des réponses de deux MOSFET filtré et non-filtré, en fonction de l'énergie d'un faisceau de photons mono-énergétiques. b) le facteur de correction (l'inverse du facteur de réponse) des MOSFET [168]. . . . .	90
3.3	Exemple de dosimètre TLD multiéléments [170]. . . . .	91

3.4	Evolution des facteurs de réponses mono-énergétiques du silicium par rapport aux facteurs bi-média a) pour les photons b) pour les électrons.	94
3.5	Rapport a) des pouvoirs d'arrêt moyens $\overline{(\frac{L}{\rho})}_w^{SC}$ et b) des coefficients d'absorption moyens $\overline{(\frac{\mu_{en}}{\rho})}_w^{SC}$ des transducteurs silicium et GaN en fonction de la profondeur et pour 3 tailles de champ d'irradiation. . . . .	95
3.6	Facteur de réponse de GaN en fonction du facteur de réponse bi-média GaN/Si. . . . .	96
3.7	Facteur de réponse du silicium en fonction du facteur de réponse bi-média GaN/Si. . . . .	97
3.8	Principe de la technique de réduction de la variance par échantillonnage corrélé : a) simulation initiale dans un milieu homogène b) simulation complémentaire pour chaque transducteur. . . . .	99
3.9	Organigramme du programme PENEASY modifié pour mettre en œuvre l'échantillonnage corrélé. Les modifications apparaissent en rouge sur l'organigramme. . . . .	102
3.10	a) Rapport de dose calculé par code appliqué l'échantillonnage corrélé avec celui calculé avec le code original. b) Ecart relatif entre deux séries de calcul est tracé en fonction de matériau, où l'incertitude tracée correspond à $1\sigma$ . . . . .	105
3.11	a) Rapport de dose calculé avec l'interaction forcée appliquée, où le facteur d'augmentation de section efficace est à 64. b) l'écart correspondant en fonction de matériau dans la cavité d'intérêt, où l'incertitude tracée correspond à $1\sigma$ . . . . .	106
3.12	Gain d'efficacité du rapport de dose sur l'eau en fonction de corrélation	107
3.13	$D_w/D_{Si}$ obtenus avec le code PENEASY pour un transducteur de silicium (disque) en fonction de la profondeur du disque et pour un faisceau d'électrons à 6 MeV ( $R_{50}$ correspond à la profondeur où la dose atteint 50% de la dose maximale sur la courbe de rendement de profondeur). . .	108
3.14	Configuration géométrique utilisée pour mettre en œuvre l'interaction forcée. Le volume 2 correspond à un volume fictif d'eau sphérique de rayon de $r=1$ cm dans lequel l'interaction forcée est appliquée. Le volume 1 correspond à un lingot parallélépipède ( $0,06 \times 0,06 \times 0,1$ cm <sup>3</sup> ) représentatif de la cavité d'intérêt (eau ou transducteur). . . . .	109
3.15	a) Gain en efficacité résultant de l'interaction forcée pour différentes tailles de volumes fictifs (l'ensemble est normalisé par rapport à une simulation sans interaction forcée avec un volume fictif sphérique de $r = 1$ cm). b) Gain moyen pour les trois matériaux d'intérêt (eau, silicium et GaN).	111

3.16	Rapport de dose, $D_w/D_{\text{GaN}}$ et $D_w/D_{\text{Si}}$ en fonction a) de la taille du champ à 5 cm de profondeur ; b) de la profondeur dans des différents champs. . . . .	112
3.17	Facteur de réponse du silicium, $\text{RF}^{\text{Si,w}}$ , en fonction du facteur de réponse bi-média $\text{RF}^{\text{GaN,Si}}$ pour différentes tailles de champ sous un faisceau de photon 6 MV. Les facteurs de réponses sont calculés soit à partir du modèle de calcul de dose basé sur la théorie de cavité modifiée, soit par simulation Monte Carlo avec échantillonnage corrélé et interaction forcée. . . . .	113
3.18	Dose en fonction de la profondeur pour 4 tailles de champ a) dans le GaN, b) dans le silicium, et c) dans l'eau. Les doses ont été normalisées à 5 cm de profondeur dans un champ de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ . . . . .	115
4.1	“ Magic plate ”, matrice de diodes pour le contrôle qualité en curiethérapie HDR [189]. . . . .	120
4.2	a) Schéma du système de contrôle qualité en curiethérapie ; b) photo du système avec un cathéter de traitement sur l'axe du fantôme. . . . .	122
4.3	Réponse dosimétrique du transducteur GaN en fonction du débit de dose pour une irradiation avec un faisceau de photons de 6 MV (CLINAC Varian 600 C/D). La taille du champ est fixée à $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et la durée d'irradiation est de 60 s. . . . .	124
4.4	a) Configuration de la caractérisation de la dépendance du débit de dose ; b) Exemple du signal acquis au cours de la mesure. . . . .	125
4.5	Dépendance de la réponse dosimétrique du GaN au débit de dose mesurée pour une source $^{192}\text{Ir}$ HDR. . . . .	125
4.6	a) Réponses d'une sonde GaN et d'une fibre nue en fonction du temps pour 9 positions d'exposition planifiées ; b) zoom sur la réponse de la fibre nue ; c) Contribution de la fibre dans le signal de luminescence de la sonde GaN. . . . .	126
4.7	Schéma de la caractérisation de la dépendance de l'angle polaire ; b) de l'angle azimutale. . . . .	128
4.8	Dépendance de la réponse dosimétrique du transducteur GaN pour des irradiations sous incidences a) polaire et b) azimutale. . . . .	129
4.9	Configuration géométrique de la mesure du spectre d'émission du GaN en fonction de la température [204]. . . . .	130
4.10	Spectre de la photoluminescence du GaN pour différentes températures. . . . .	131
4.11	Luminescence du GaN en fonction de la température mesurée en laboratoire (PL) et en conditions cliniques (RL). . . . .	132

4.12	Configuration géométrique simulée sous PENELOPE pour la source $^{192}\text{Ir}$ HDR MicroSelectron V2. . . . .	133
4.13	Vue en coupe d'une source HDR a) $^{192}\text{Ir}$ Micro Selectron [205] ; b) $^{60}\text{Co}$ 0.A86 [207]. . . . .	133
4.14	a) Spectre local au niveau du transducteur GaN pour une source $^{192}\text{Ir}$ dans un fantôme de PMMA. La sonde du GaN est placée à ( $x = 0$ mm, $y = 20$ mm) et La source se déplace le long de l'axe $y = 0$ mm. b) Energie moyenne du spectre local d'irradiation au niveau du transducteur GaN pour une source $^{192}\text{Ir}$ dans un fantôme de PMMA. . . . .	136
4.15	Réponses normalisées du GaN et du PMMA en fonction de la position axiale dans le fantôme, irradié par une source de a) d' $^{192}\text{Ir}$ , b) du $^{60}\text{Co}$ . . . . .	136
4.16	Doses a) absolues et b) normalisées dans une cavité d'eau dans le fantôme PMMA instrumenté et dans un fantôme d'eau infini. . . . .	137
4.17	Schéma de détection de la position de la source à partir de 3 dosimètres ponctuels. Ici on néglige l'anisotropie de la source et la réponse angulaire du dosimètre. . . . .	139
4.18	a) Détection de la position de la source dans le fantôme à partir de mesures dosimétriques ponctuelles a) avec deux points de mesure ; b) avec un seul point de mesure. . . . .	140
4.19	a) Réponses normalisées pour deux transducteurs GaN localisés en ( $x=0$ mm, $y=20$ mm) et ( $x=29,5$ mm, $y=20$ mm), b) Position axiale de la source en fonction des réponses normalisées des deux transducteurs. . . . .	141
4.20	a) Réponse relatives des 2 sondes en fonction de l'activité et la position de la source. b) La position de source en fonction du rapport de la réponse des deux sondes $x(R_1/R_2)$ . . . . .	142
4.21	Plage mesure pour laquelle la source est localisée avec une précision sub-millimétrique avec a) une sonde et b) deux sondes. . . . .	143
4.22	a) réponses bruitées des deux transducteurs ; b) erreur de localisation de la source résultant du bruit. . . . .	144
4.23	a) réponses normalisées pour différentes distances entre sondes ; b) erreur sur la localisation de la source estimée à partir du rapport $R_1/R_2$ . . . . .	145
4.24	Détection des changements de position en fonction du gradient instantané. . . . .	146
4.25	Histogramme des écarts entre temps de pause mesurés et planifiés. . . . .	148
4.26	Applicateur gynécologique instrumenté avec 4 sondes GaN développé dans le cadre de la thèse de Pierrick Guiral. . . . .	154
27	Flux de travail pour un BQS avec des tâches soumis par un utilisateur . . . . .	158
28	Diagramme de procédure de la simulation par PENMAIN. . . . .	162

29	Benchmark de code PENELOPE modifié : comparaison de dose sur la fluence des photons primaires dans un transducteur silicium. . . . .	163
----	---	-----



## Résumé

### Etude de la réponse dosimétrique du Nitrure de Gallium (GaN) :modélisation, simulation et caractérisation pour la radiothérapie

Ce travail de thèse a pour but d'améliorer la précision de mesure de la dosimétrie basée sur le transducteur en Nitrure de Gallium (GaN) et de développer son application en radiothérapie. L'étude comprend des phases de modélisation, de simulation et de caractérisation de cette réponse pour la radiothérapie externe et la curiethérapie.

En modélisation, nous avons proposé deux approches pour modéliser la réponse du transducteur GaN en radiothérapie externe. Dans la première approche, un modèle a été construit à partir de données expérimentales et en séparant les composantes primaires et diffusées du faisceau. Pour la deuxième approche, nous avons adapté un modèle initialement proposé pour les diodes silicium pour l'adapter au transducteur radioluminescent GaN.

Nous avons également proposé un concept original de dosimétrie bi-média qui permet à partir des réponses mesurées des deux média de remonter à la dose dans les tissus, sans connaissance a priori des conditions d'irradiation. Ce concept a été démontré par des simulations Monte Carlo.

Par ailleurs GaN pour la curiethérapie à Haut Débit de Dose (HDR), La réponse du transducteur GaN sous irradiation des sources d'iridium 192 et de cobalt 60 a été évaluée par simulation Monte Carlo et confirmée par des mesures. Des études de caractérisation des propriétés du transducteur radioluminescent GaN ont été réalisées avec ces sources. Un prototype de fantôme instrumenté avec des sondes GaN a été développé pour le contrôle qualité en curiethérapie HDR. Il permet de vérifier en temps réel les paramètres physiques du traitement (position de la source, le temps d'exposition, activité de la source).

**Mot clés** :Radiothérapie, Curiethérapie, Dosimétrie, GaN, Simulation Monte Carlo

# Abstract

## Study of the dosimetric response of Gallium Nitride (GaN) : modeling, simulation and characterization on radiotherapy

The work in this thesis has the objective to increase the measurement precision of the dosimetry based on Gallium Nitride (GaN) transducer and develop its applications on radiotherapy. The study includes the aspects of modeling, simulation and characterization of this response in external radiotherapy and brachytherapy.

In modeling, we have proposed two approaches to model the GaN transducer's response in external radiotherapy. For the first approach, a model has been built based on experimental data, while separating the primary and scattering component of the beam. For the second approach, we have adopted a response model initially developed for the silicon diodes for the GaN radioluminescent transducer.

We have also proposed an original concept of bi-media dosimetry which evaluates the dose in tissue according to different responses from two media without prior information on the conditions of irradiation. This concept has been shown by Monte Carlo simulation.

Moreover, for High Dose Rate (HDR) brachytherapy, the response of GaN transducer irradiated by iridium 192 and cobalt 60 sources has been evaluated by Monte Carlo simulation and confirmed by the measurements. Studies on the property characterization of GaN radioluminescent transducer has been carried out with these sources as well. An instrumented phantom prototype with GaN probe has been developed for the HDR brachytherapy quality control. It allows a real-time verification of the physics parameters of a treatment (source dwell position, source dwell time, source activity).

**Keywords** :Radiotherapy, Brachytherapy, Dosimetry, GaN, Monte Carlo Simulation